


RADIAÇÃO TÉRMICA: TEMPERATURA TRANSIENTE

EM SELETIVIDADE SUPERFICIAL

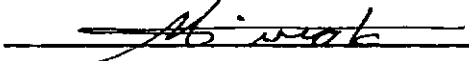
Hirosi Suzuki

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DA COORDENAÇÃO DOS PROGRAMAS DE
PÓS-GRADUAÇÃO DE ENGENHARIA DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE
JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO
GRAU DE MESTRE EM CIÊNCIAS (M.Sc.).

Aprovada por:




Prof. Cyrus Macedo Hackenberg
(Presidente)



Prof. Miguel Hiroo Hirata



Dr. Alcir de Faro Orlando



Prof. Antonio Santos Vargas

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL

SUZUKI, Hiroshi

Radiação Térmica: Temperatura Transiente em Seletividade Superficial. | Rio de Janeiro | 1978.

VII, 57 p. , 29,7 cm (COPPE/UFRJ, M.Sc., Engenharia Mecânica, 1978).

TESE - Universidade Federal do Rio de Janeiro. COPPE/UFRJ.

1. Transferência de Calor. I. COPPE/UFRJ
II. Título (Série).

À Ivone, Alessandra e Danielle,
com amor.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Cirus Macedo Hackenberg, pela orientação valiosa na elaboração deste trabalho.

Ao Programa de Engenharia Mecânica e ao Programa de Engenharia Química, pelas disciplinas oferecidas.

Ao Programa de Engenharia Mecânica, FINEP e CNPq, pelo apoio financeiro .

À COPPETEC - Projeto COARES , pela facilidade na elaboração do equipamento experimental e utilização dos equipamentos de medições.

A todas as pessoas que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho.

RESUMO

Neste trabalho desenvolve-se um modelo teórico para estudar a temperatura superficial transiente em chapas expostas à radiação eletromagnética. As influências das propriedades físicas, geométricas e das características espectrais superficiais da chapa são analisadas para estabelecer o tempo de resposta da temperatura superficial.

Os resultados analíticos são comparados satisfatoriamente aos resultados experimentais obtidos em uma câmara especialmente construída para a absorção de energia solar.

ABSTRACT

In this work a theoretical diffusive model is developed in order to determine the transient surface temperature on plates exposed to eletromagnetic radiation.

The plates' surface temperature response time is analised by means at its physical, geometrical and emissive spectral properties.

The analytical results are shown to accurately represent the experimental data that was obtained in a specially built solar energy absorbing chamber.

ÍNDICE

CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO	1
I.1 - Radiação Térmica	2
I.2 - Seletividade Espectral Superficial	5
I.3 - Modelo Estacionário - Temperatura de Equilíbrio	9
 CAPÍTULO II - MODELO TRANSIENTE	 11
II.1 - Solução do Modelo Transiente	11
II.2 - Solução de 2ª Ordem	20
II.3 - Efeito de Reemissão	22
 CAPÍTULO III - MEDIDAS EXPERIMENTAIS	 24
III.1 - Descrição do Equipamento	25
III.2 - Procedimento Experimental	28
III.3 - Resultados Experimentais	31
 CAPÍTULO IV - ANÁLISE DOS RESULTADOS	 36
 CAPÍTULO V - CONCLUSÕES	 44
V.1 - Sugestões	45
 BIBLIOGRAFIA	 46
 APÊNDICE A	 49

SIMBOLOGIA

- i'_b - Intensidade total de radiação
 e_b - Potência total emitida de um corpo negro
 σ - Constante de Stefan Boltzmann
 e_λ - Potência emissiva monocromática de um corpo real
 $e_{\lambda b}$ - Potência emissiva monocromática de um corpo negro
 ϵ_λ - Emissividade hemisférica espectral de um corpo real
 $i'_{\lambda b}$ - Intensidade monocromática de um corpo negro
 c - Velocidade da luz
 h - constante de Planck
 k - constante de Boltzmann
 $\epsilon(T)$ - Emissividade global hemisférica
 e - Potência emissiva total de um corpo real
 $\alpha(T)$ - Absortividade global hemisférica
 α_λ - Emissividade hemisférica espectral de um corpo real
 $F_{0-\lambda c}$ - Fração da energia de um corpo negro no intervalo espectral de 0 a λc
 $\epsilon_{0-\lambda c}$ - Emissividade hemisférica espectral de um corpo real no intervalo de 0 a λc
 T_r - Temperatura do sol
 T - Temperatura
 $T_s(t)$ - Temperatura superficial em função do tempo
 T_0 - Temperatura inicial
 δ - Difusividade térmica
 a - Espessura da chapa
 K - Condutibilidade térmica
 T_a - Temperatura ambiente
 c^* - Fator convectivo

CAPÍTULO II N T R O D U Ç Ã O

Com a consolidação definitiva da energia solar como forma adequada de energia, isenta da poluição e fonte inesgotável de suprimento, os meios científicos se voltam atualmente no sentido do aproveitamento máximo da mesma de forma racional e econômica.

Aproveitamento diz respeito diretamente a coletores ativados artificialmente, como os concentradores (espelhos, ou como chapas tratadas quimicamente (superfícies seletivas).

Ao que nos parece em uma análise desprentenciosa, as superfícies seletivas se impõem pela sua simplicidade e economia.

Baseado no exposto, é fundamental a determinação da temperatura superficial de chapas como uma função do tempo.

Assim sendo faz-se mister instituir um modelo matemático que além de atender a essa necessidade, permite estabelecer o tempo de residência para o equilíbrio das mesmas em processos de coleta de energia solar.

I.1 - RADIAÇÃO TÉRMICA

A teoria da radiação térmica pode ser analisada através de dois aspectos, a teoria eletromagnética e a teoria quântica. Esta dicotomia, aparentemente conflitante é suficiente para explicar, de uma forma complementar, os fenômenos que envolvem as radiações térmicas.

No contexto eletromagnético, onde a energia é transmitida por meio de ondas que se diferenciam de acordo com seu comprimento ou frequências, são de importância prática no ponto de vista térmico, apenas aquelas que possuem comprimentos compreendidos entre $0,1 \mu$ a 100μ .

No ponto de vista solar, apenas a faixa compreendida entre $0,3$ a $1,5 \mu$ é de interesse, enquanto que a região do infravermelho é aquela compreendida entre 5μ a 10μ .

O melhor absorvedor e emissor de energia radiante em qualquer comprimento de onda e qualquer direção é conhecido como um corpo negro. O seu total de intensidade radiante e sua potência total emissiva hemisférica, são dados pela Lei de Stefan Boltzmann, Sparrow¹,

$$\pi i'_b = e_b = \sigma T^4 \quad (I-1)$$

onde:

i'_b é a intensidade total de radiação

e_b é a potência total emitida

T é a temperatura absoluta do corpo

A constante σ é conhecida como constante de Stefan Boltzmann.

A performance do comportamento de corpos reais são comparados à do corpo negro.

Para aqueles o comportamento radiante difere de vários fatores, tais como composição, acabamento das superfícies, temperatura, comprimento da onda e ângulo de radiação incidente em sua superfície.

Assim sendo, a potência emissiva monocromática de um corpo real designado e_λ pode ser expresso em termo de potência emissiva de um corpo negro, $e_{\lambda b}$ como:

$$e_\lambda = \epsilon_\lambda e_{\lambda b} \quad (\text{I-2})$$

onde ϵ_λ é a emissividade hemisférica espectral de um corpo real.

Como a distribuição espectral da intensidade de um corpo negro é dada pela Lei de Planck, Mc Adams²,

$$e_{\lambda b}(\lambda, T) = \pi i'_{\lambda b}(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2 \lambda^{-5}}{e^{ch/k\lambda T} - 1} = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{e^{c_2/\lambda T} - 1} \quad (\text{I-3})$$

onde:

c = velocidade da luz, $2,9979 \times 10^{10}$ cm/seg

h = constante de Planck, $6,6236 \times 10^{-27}$ erg-seg

k = constante de Boltzmann, $1,4387 \times 10^{-16}$ erg/°K

$c_1 = 3,7403 \times 10^{-5}$ erg cm²/seg ; $c_2 = 1,4387$ cm/°K

pode-se facilmente mostrar que a emissividade global hemisférica de um emissor é dada por :

$$\epsilon(T) = \frac{\int_0^{\infty} \epsilon_{\lambda} e_{\lambda b}(\lambda, T) d\lambda}{\sigma T^4} \quad (I-4)$$

Neste caso a integral da equação (I-4) pode ser escrita:

$$e = \epsilon(T) e_b \quad (I-5)$$

onde e é a potência emissiva total de um corpo real.

Convém mencionar ainda a Lei de Kirchhoff, que estabelece que no equilíbrio térmico, a razão da potência emissiva de uma superfície para uma fração da absorção é a mesma, para qualquer corpo. Em particular, no equilíbrio térmico a absortividade e a emissividade de um corpo são iguais para qualquer comprimento de onda. Logo

$$\alpha_{\lambda} = \epsilon_{\lambda} \quad (I-6)$$

A equação (I-6) se aplica não somente ao cálculo da emissividade espectral, como também ao cálculo da emissividade global. Com efeito, das equações (I-4) e (I-5) se conclui que

$$\alpha(T) = \epsilon(T)$$

I.2 - SELETIVIDADE ESPECTRAL SUPERFICIAL

Uma superfície exposta à radiação está em equilí
brio térmico quando a quantidade de fluxo de radiação emitida
for igual à quantidade de fluxo de radiação absorvida.

De acordo com a Lei de Kirchhoff, o fator de ab-
sorção de uma superfície iguala a sua emissividade no equilíbrio
térmico.

Na prática, entretanto, um corpo real difere da
característica de um corpo cinza.

Usualmente emite o grosso de sua radiação com o
comprimento de onda diferente daqueles com os quais recebe radi-
ação. Alguns livros textos, tais como Siegel e Howell⁵, Jacob³,
Frank Kreith⁴, mostram a variação da absortividade e emissivi-
dade hemisférica espectral com o comprimento de onda de um con-
dutor elétrico, o qual apresenta uma emissividade decrescente
com o aumento do comprimento de onda.

Superfícies seletivas são superfícies cuidadosa-
mente preparadas para que tenham a seguinte característica espec-
tral: emissividade a absortividade hemisféricas monocromáticas
altas, próximas a 1,0 nos pequenos comprimentos de onda e pr^óxi-
mas a 0 (zero) nos grandes comprimentos de ondas.

Tais superfícies têm sido produzidas através da
formação de camadas de óxido de cobre, silicone, cromo, etc, so

bre uma superfície de cobre ou alumínio.

A figura I-1 mostra as características espectrais de várias superfícies seletivas de óxido de cobre-alumínio, obtidas no Projeto COARES: Coleta e Armazenamento de Energia Solar, com: Hackenberg et al⁶, Hackenberg⁷, Miranda e Monteiro⁸, Souza e Silva et al⁹, Monteiro et al¹¹.

A descrição específica da fabricação destas camadas seletivas e suas aplicações pode ser encontrada em Hibbard¹², Shaffer¹³, Unger¹⁴, Hackenberg¹⁵ e Driver et al¹⁶.

A figura I-2, para modelo seletivo ideal, representa a variação da emissividade espectral hemisférica em função do comprimento de onda.

Desta figura, que mostra uma emissividade constante para $0 \leq \lambda \leq \lambda_c$ e $\lambda_c \leq \lambda \leq \infty$, resulta da eq. (I-4):

$$\epsilon(T) = \frac{\epsilon_{0-\lambda_c} \int_0^{\lambda_c} e_{\lambda b}(\lambda, T) d\lambda}{\sigma T^4} + \frac{\epsilon_{\lambda_c-\infty} \int_{\lambda_c}^{\infty} e_{b\lambda}(\lambda, T) d\lambda}{\sigma T^4} \quad (I-7)$$

A integral da primeira parcela de (I-7) pode ser escrita na forma:

$$F_{0-\lambda T} = \int_0^{\lambda T} \frac{e_{b\lambda}(\lambda, T) d(\lambda T)}{\sigma T^5}, \text{ cujos resultados numéricos}$$

são encontrados em livros textos especializados, por exemplo, Siegel e Howell⁵.

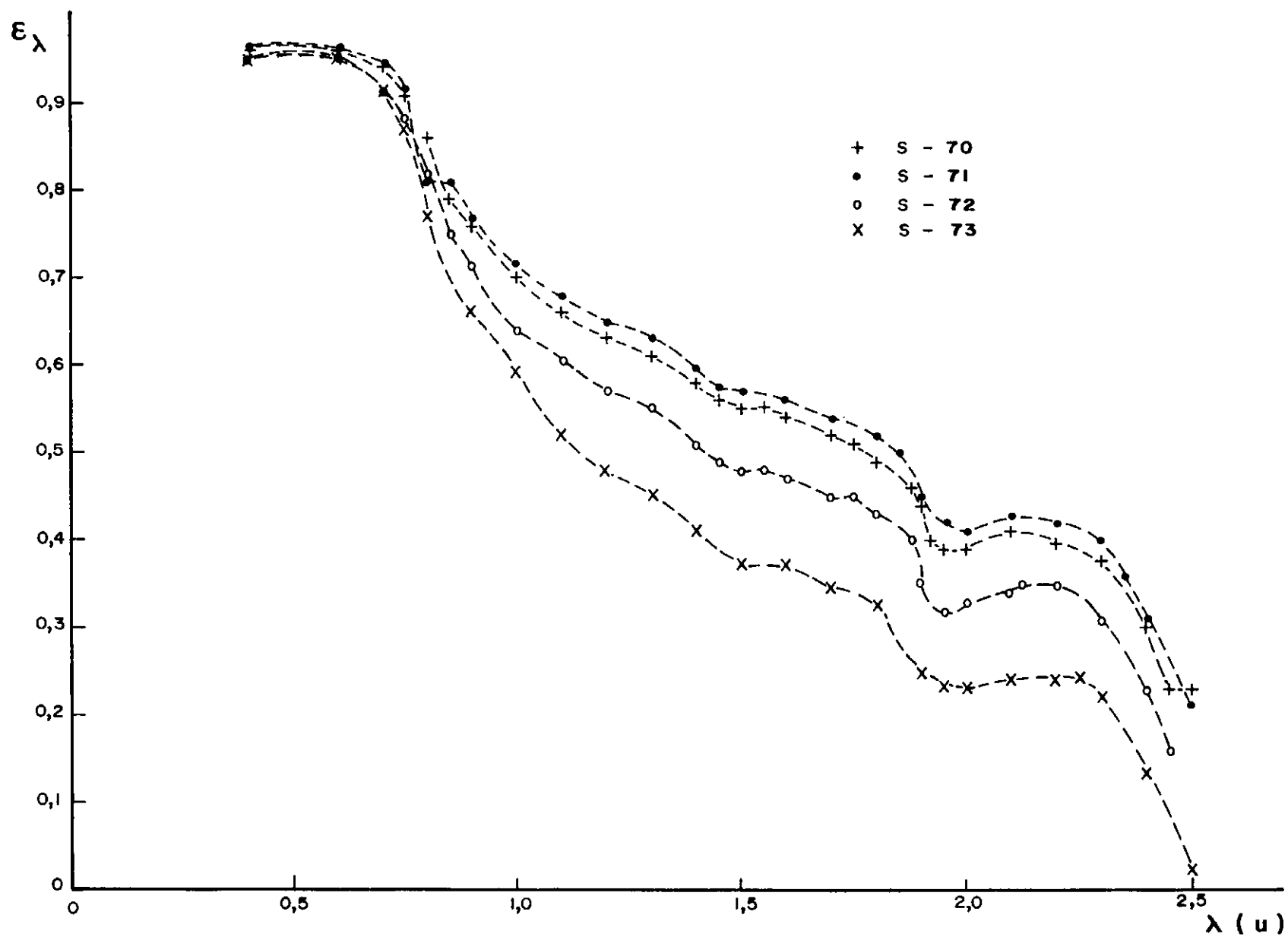


Figura I - 1 - SELETIVIDADE ESPECTRAL : CHAPAS DE ÓXIDO DE COBRE - ALUMÍNIO

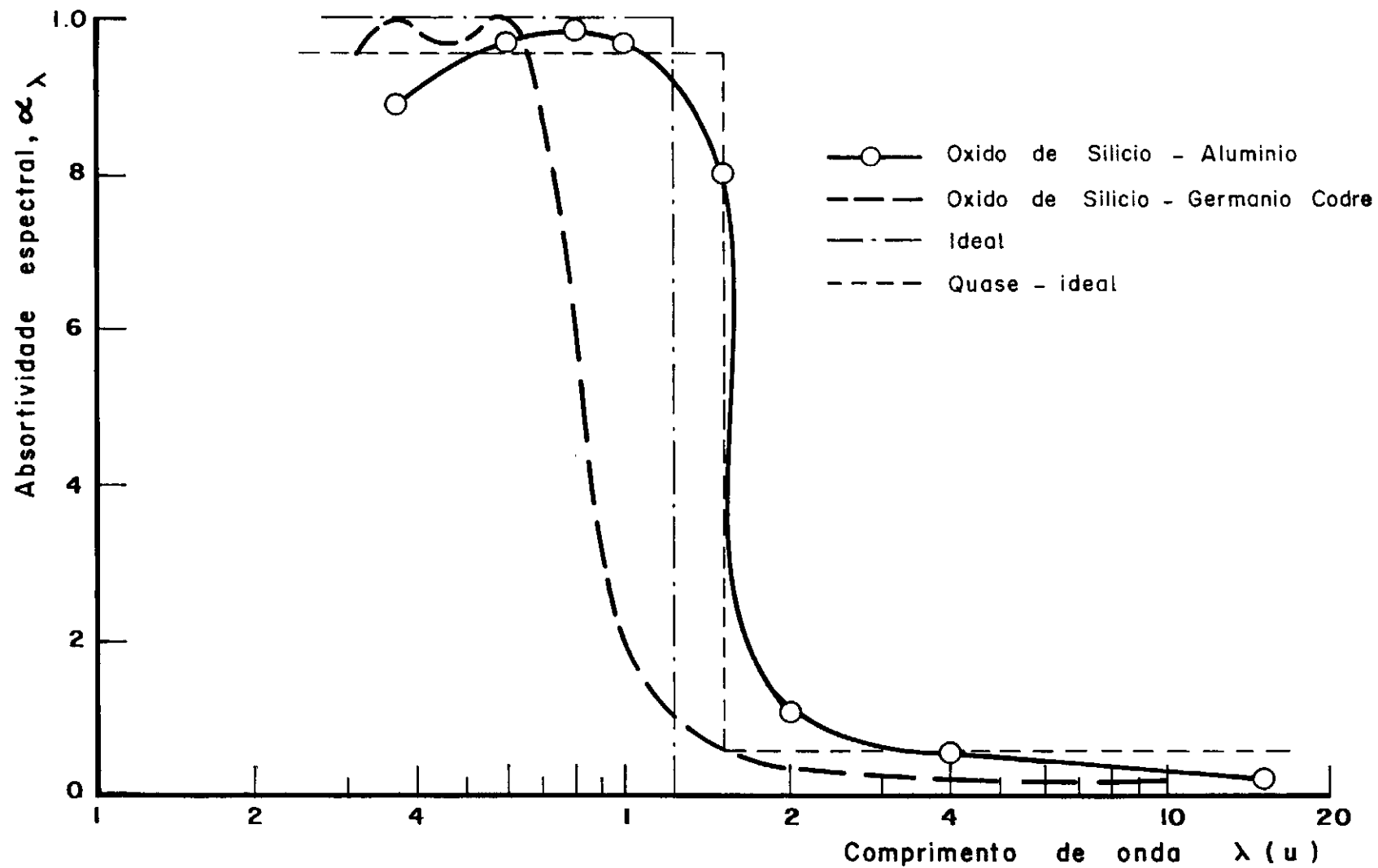


Figura I - 2 - CARACTERISTICAS DAS SUPERFICIES SELETIVAS

Assim sendo, a equação (I-7) pode ser simplificada, assumindo a forma:

$$\epsilon(T) = \epsilon_{0-\lambda_c} F_{0-\lambda_c} + \epsilon_{\lambda_c-\infty} (1-F_{0-\lambda_c}) \quad (I-8)$$

possibilitando o cálculo da emissividade global hemisférica para aplicações práticas da equação.

I. 3 - MODELO ESTACIONÁRIO - TEMPERATURA DE EQUILÍBRIO

A fim de se estabelecer a temperatura de equilíbrio de uma chapa exposta à radiação solar, as pesquisas desenvolvidas até então utilizam um modelo estacionário considerando um regime estabelecido.

Aqui, a análise matemática se baseia na equação de um balanço de energia, e neste caso a chapa não apresenta os efeitos da espessura nem das propriedades físicas do metal. Somente o efeito da seletividade será considerado, o qual pode ser analisado diretamente, por intermédio de faixa espectral de radiação.

Hibbard⁹, Siegel e Howell⁴ se ocuparam da análise acima, aplicando-a às superfícies seletivas, que apresentam uma emissividade espectral constante em todo o comprimento de onda, tendo um salto no λ_c conforme pode ser visto na Fig.I-2.

A temperatura superficial de chapas expostas a

radiações solares, pode ser determinada para as condições de equilíbrio por meio do comprimento de onda de salto, λ_c .

A emissividade global hemisférica pode ser determinada através da emissividade espectral hemisférica, por meio da equação (I-8).

Finalmente, o balanço de energia na chapa exposta à radiação solar, considerando somente efeitos de radiação, pode ser expresso por:

$$\alpha(T_r) q_r = \epsilon(T) \sigma T^4 \quad (\text{I-9})$$

onde:

q_r é a radiação solar incidente por unidade de área

$\alpha(T_r)$ é a absortividade global hemisférica à temperatura T_r absoluta da fonte (sol)

Desta equação, o valor de T , temperatura de equilíbrio em função do λ_c , pode ser determinado por processo iterativo, como pode ser visto em Siegel e Howell⁵, Hibbard¹² e Shaffer¹³.

Para o caso que não apresenta uma descontinuidade em λ_c , conforme pode ser visto na Fig. I-1, foi desenvolvido um algoritmo computacional, utilizando a equação (I-4) e o gráfico da Fig. I-1, para estabelecer a emissividade e absortividade globais hemisféricas. O fluxograma do Algoritmo pode ser visto no Apêndice A.

CAPÍTULO II

MODELO TRANSIENTE

Foi idealizado um modelo difusivo no sentido de analisar as variações da temperatura na superfície da chapa como uma função de tempo $T=T(t)$, estabelecendo a resposta dinâmica ideal para chapas expostas à radiação solar.

O modelo não prevê os efeitos convectivos, entretanto permite determinar os efeitos das propriedades físicas do material utilizado.

Como substrato, consideremos uma chapa metálica de espessura a , inicialmente à temperatura T_0 , termicamente isolada na parte inferior e exposta à radiação térmica na superfície $x=a$, conforme a figura II-1.

II.1 - SOLUÇÃO DO MODELO TRANSIENTE

Admitindo-se uma absorção homogênea na superfície, as isotermas são planos ortogonais à direção x , depreendendo-se daí uma condução térmica unidirecional, satisfazendo a seguinte equação da difusão:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{1}{\delta} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad \forall \quad t > 0 \quad (\text{II-1})$$

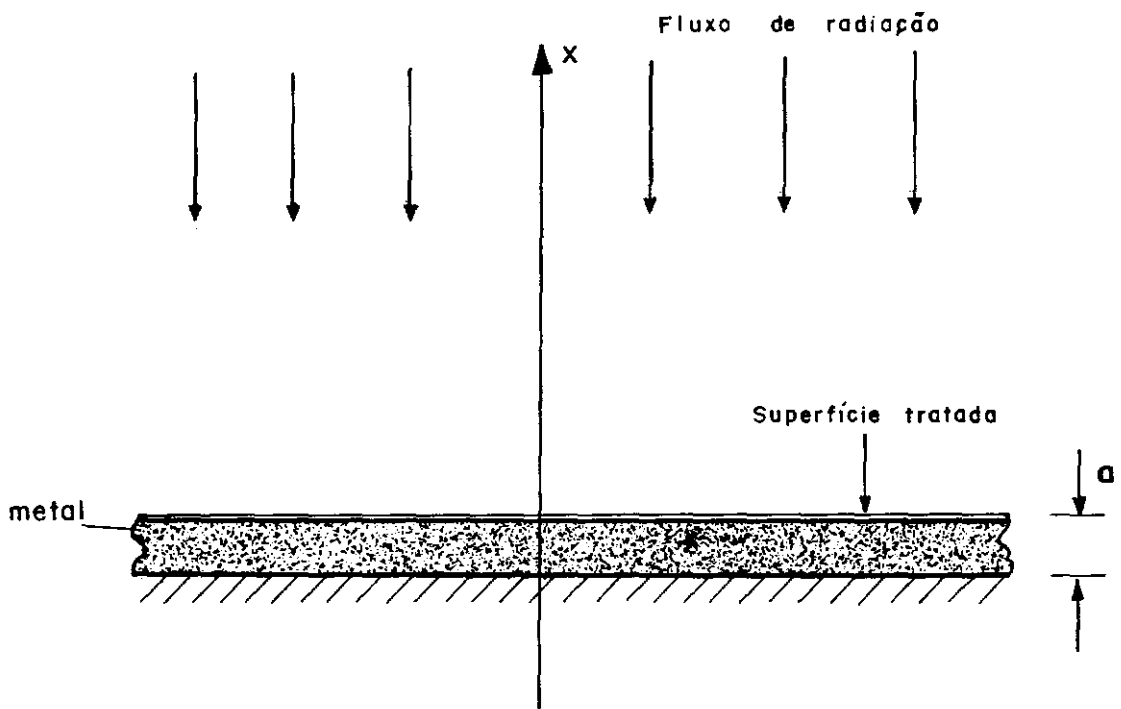


Figura II-1 - MODELO TRANSIENTE

sujeito às condições iniciais e de contorno:

$$T \Big|_{x=a} = T_s(t) \quad (\text{II-2})$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0 \quad (\text{II-3})$$

$$T \Big|_{t=0} = T_0 \quad (\text{II-4})$$

Onde:

$T_s(t)$ = temperatura superficial

T_0 = temperatura inicial (constante)

δ = difusividade térmica

A compatibilidade deste sistema exige que a temperatura superficial inicial seja idêntica à temperatura do metal, ou seja:

$$T_s(0) = T_0$$

Da equação de balanço de energia na superfície $x=a$ e sendo $q(t_r)$ o fluxo de radiação incidente por unidade de área, temos:

$$-K \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=a} = -\alpha(\lambda, T_r) q(T_r) + \epsilon(\lambda, T_s) \sigma T_s^4 \quad (\text{II-5})$$

onde

K = condutibilidade térmica

A análise de Hackenberg¹⁷ a problemas de contorno livre, se aplica plenamente na determinação da função desconhecida $T_s(t)$, sujeito às condições (II-2), (II-3) e (II-4).

Segundo Hackenberg¹⁷, a solução do sistema:

$$Du = 0$$

$$u \Big|_{x=a} = \dot{F}|f;t|$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{x=a} = G|f;t|$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0$$

$$u \Big|_{t=0} = 0$$

onde

$$D \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{\delta} \frac{\partial}{\partial t} \quad \text{e } F \text{ e } G \text{ são funcionais de } f, \text{ pode}$$

ser escrita da forma

$$u(x,t) = \dot{F}|f;t| * \tilde{u}(x,t) \quad (\text{II-6})$$

onde \tilde{u} é a solução de

$$D\tilde{u} = 0, \quad \tilde{u} \Big|_{x=a} = 1, \quad \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0, \quad \tilde{u} \Big|_{t=0} = 0 \quad (\text{II-7})$$

A função f é a solução da equação funcional

$$\dot{F}|f;t| * \frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} \Big|_{x=a} = G|f;t| \quad (\text{II-8})$$

e $*$ representa a integral de convolução.

Da equação (II-1), definindo a variável temperatura θ , na forma $\theta = T - T_0$, e reescrevendo, temos:

$$D\theta = 0 \quad \theta \Big|_{x=a} = \theta_s(t) = T_s - T_0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0 \quad \theta \Big|_{t=0} = 0 \quad (\text{II-9})$$

Da mesma maneira obtemos a equação (II-5) na seguinte forma:

$$-\frac{\partial \theta}{\partial x} \Big|_{x=a} = -\frac{\alpha(\lambda, T_r) q(T_r)}{K} + \frac{\epsilon(\lambda, T_s) \sigma (\theta_s + T_0)^4}{K} \quad (\text{II-10})$$

Portanto, pela equação (II-6):

$$\theta = \dot{\theta}_s(t) * \tilde{\theta}(x, t) \quad (\text{II-11})$$

onde

$$D^2 \tilde{\theta} = 0$$

$$\tilde{\theta} \Big|_{t=0} = 0, \quad \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0, \quad \tilde{\theta} \Big|_{x=a} = 1 \quad (\text{II-12})$$

Fazendo $\eta = \tilde{\theta} - 1$:

$$D^2 \eta = 0 \quad (\text{II-13})$$

$$\eta \Big|_{t=0} = -1, \quad \frac{\partial \eta}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0, \quad \eta \Big|_{x=a} = 0 \quad (\text{II-14})$$

A solução da equação (II-13), sujeita às condições de contorno (II-14), é:

$$\eta(x, t) = - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{4(-1)^n}{(2n+1)\pi} \cdot \cos \frac{(2n+1)\pi x}{2a} \cdot e^{-\frac{(2n+1)^2}{4a^2} \cdot \pi^2 \delta t} \quad (\text{II-15})$$

Das equações (II-11), (II-12) e (II-15), resulta que o perfil de temperatura da placa metálica pode ser expressa por:

$$T(x,t) = T_s(t) - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{4(-1)^n}{(2n+1)\pi} \cos \frac{(2n+1)\pi x}{2a} \int_0^t \dot{T}_s(\tau) \cdot e^{-\frac{(2n+1)^2 \pi^2 \delta (t-\tau)}{4a^2}} d\tau$$

(II-16)

Da eq. (II-16) pode ser calculado diretamente o perfil da temperatura do metal desde que se conheça a temperatura superficial $T_s(t)$.

A equação mostra que a temperatura do metal é uma função da história da taxa de variação da temperatura superficial. Por sua vez, esta pode ser obtida da equação funcional (II-8), a qual pode ser colocada na forma de uma equação integral diferencial do tipo Volterra:

$$\sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{2}{a} e^{-\frac{(2n+1)^2 \pi^2 \delta t}{4a^2}} \sin \frac{(2n+1)\pi}{2} \cdot \int_0^t \dot{T}_s(\tau) e^{\frac{(2n+1)^2 \pi^2 \delta \tau}{4a^2}} d\tau = \alpha(\lambda, T_r) q_r - \epsilon(\lambda, T_s) \sigma T_s^4 \quad (II-17)$$

Nessa análise podemos considerar $\epsilon(\lambda, T_s)$ constante para o termo de reemissão, uma vez que a influência da variação nesse parâmetro da temperatura T_s é desprezível.

A fim de estabelecer, finalmente, a equação que permite calcular $T_s(t)$, a série infinita foi reduzida apenas ao seu 1º termo. A primeira aproximação da solução será válida, pois, a contribuição dos demais termos não afetam sensivelmente a resposta dinâmica da temperatura superficial, como será demonstrado posteriormente no item II.2, porém ressalvamos a exatidão da aproximação para tempos longos.

Considerando apenas o 1º termo da série, a equação (II-17) se escreve:

$$Le^{-\phi t} \int_0^t \dot{T}_s(\tau) e^{\phi \tau} d\tau = H - ST_s^4(t) \quad (\text{II-18})$$

onde:

$$L = \frac{2}{a} \quad ; \quad \phi = \frac{\pi^2 \alpha(\lambda, T_r)}{4a^2} \quad ; \quad H = \frac{\alpha(\lambda, T_r) q_r}{K} \quad ; \quad S = \frac{\varepsilon(\lambda, T_s) \sigma}{K}$$

Esta equação integro diferencial não linear pode ser resolvida analiticamente.

Derivando a equação integro diferencial em relação à variável tempo obtém-se a representação diferencial:

$$\left(1 + \frac{4S}{L} T_s^3\right) \frac{dT_s}{dt} = \frac{H\phi}{L} - \frac{S\phi}{L} T_s^4 \quad (\text{II-19})$$

Esta equação diferencial pode ser resolvida por uma integração direta se o integrando do primeiro termo for representado em frações parciais quadráticas.

Desta forma, após o cálculo e algebrismo necessários, a temperatura superficial pode ser representada pela

Equação do tempo:

$$t = \left\{ \frac{\gamma}{2\beta^2} \cdot \left| \frac{1}{\beta} \arctg \frac{T_s}{\beta} + \frac{1}{2\beta} \ln \left(\frac{\beta - T_s}{\beta - T_0} \right) - \frac{1}{\beta} \arctg \frac{T_0}{\beta} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{1}{2\beta} \ln \left(\frac{\beta + T_0}{\beta - T_0} \right) \right| + \ln \left(\frac{\beta^4 - T_s^4}{\beta^4 - T_0^4} \right) \right\} \frac{1}{\phi} \quad (\text{II-20})$$

onde $\beta^4 = \frac{H}{S}$; $\gamma = \frac{L}{S}$

Os efeitos dos parâmetros da seletividade na temperatura superficial, equação (II-20), pode ser visto em Hackenberg e Suzuki¹⁸.

Para simplificação dos cálculos na determinação de $T_s(t)$ pode se reconhecer pouca influência dos termos em arco tangente e $\ln \left(\frac{\beta^4 + T_s^4}{\beta^4 - T_0^4} \right)$.

Logo a equação (II-20) pode ser escrita na forma:

$$T_s(t) = \beta (e^{t/\omega} - \xi) / (\xi + e^{t/\omega}) \quad (\text{II-21})$$

onde:

$$\xi = \frac{\beta - T_0}{\beta + T_0} \quad e \quad \omega = \frac{\gamma}{4\beta^3 \phi}$$

A diferença entre a equação (II-20) e a (II-21) pode ser vista através da representação gráfica das mesmas na figura II-2.

O erro relativo em todos os casos será inferior a 7%.

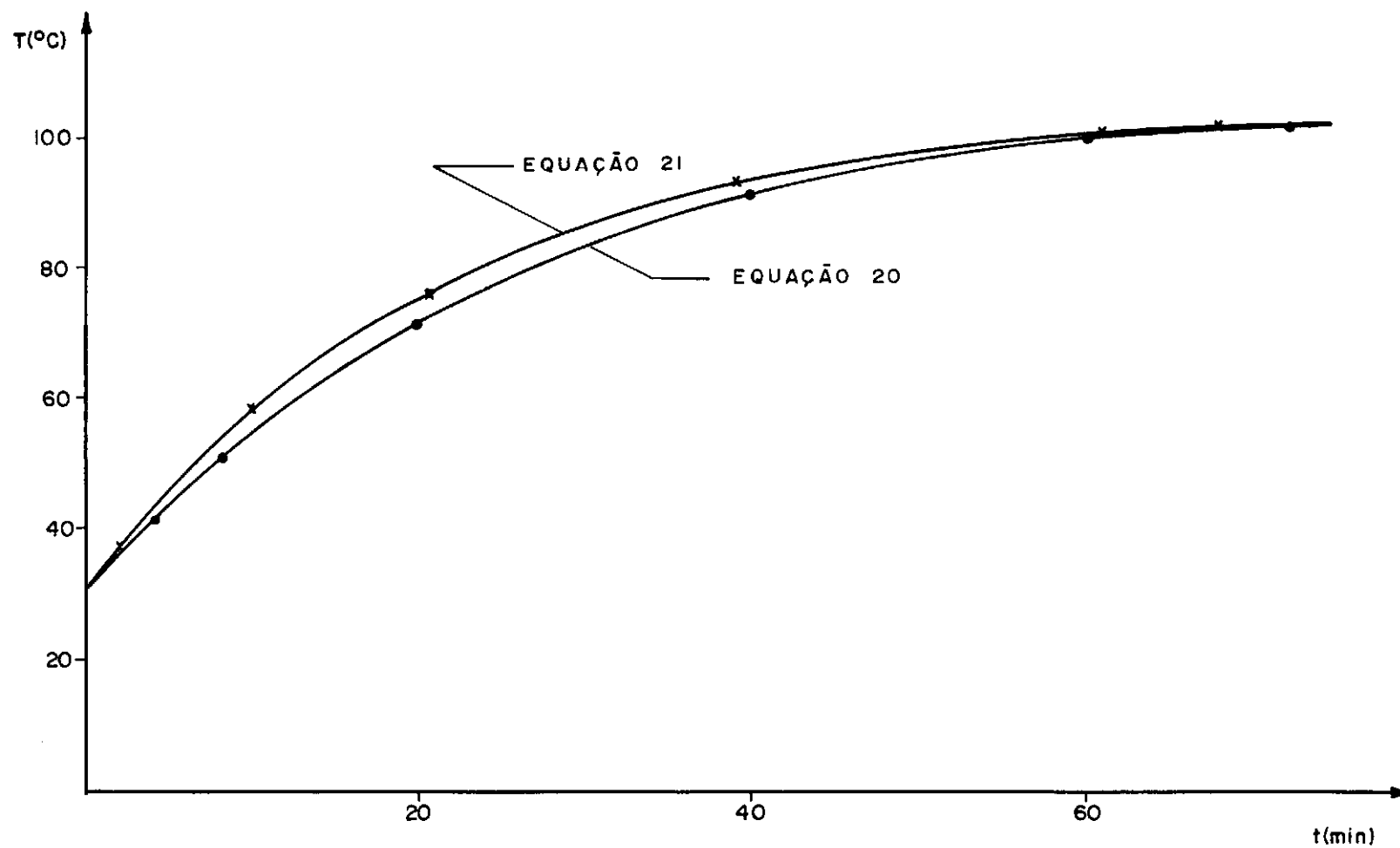


Figura II.2 - TEMPERATURA SUPERFICIAL - SOLUÇÃO ANALÍTICA
DE PRIMEIRA ORDEM.

II.2 - SOLUÇÃO DE SEGUNDA ORDEM

Como foi visto no item anterior, a expressão (II-20) estabelece o tempo de aquecimento da superfície da chapa em função dos parâmetros físicos do material da mesma e das condições térmicas. Nessa condição foi levado em conta apenas o 1º termo da série infinita (eq. (II-17)).

A fim de analisar a influência dos demais termos da eq. (II-17), será considerado também o 2º termo da série.

Nestas circunstâncias, a eq. (II-17) se escreve:

$$Le^{-\phi t} \int_0^t \dot{T} e^{\phi \tau} d\tau + Le^{-9\phi t} \int_0^t \dot{T} e^{9\phi \tau} d\tau = H - ST_S^4 \quad (II-21)$$

Diferenciando este, em relação a t , duas vezes, resulta que:

$$\left(\frac{S}{2L\phi} T^3 + \frac{1}{4\phi} \right) \ddot{T} + \frac{3S}{4L\phi} T^2 \dot{T}^2 + \frac{S}{2L} T^3 \dot{T} + \frac{9\dot{T}}{4} - \dot{T} + \frac{9S}{2L} T^3 + \\ + \frac{9S}{8L} \phi T^4 - \frac{9\phi}{8L} H = 0 \quad (II-22)$$

Dado a dificuldade da determinação da solução analítica da equação diferencial não linear (II-22), consideramos a solução analógica obtida em máquina digital pelo CSMP. Os resultados estão representados graficamente na fig. II-3, a qual também inclui os resultados da eq. (II-20).

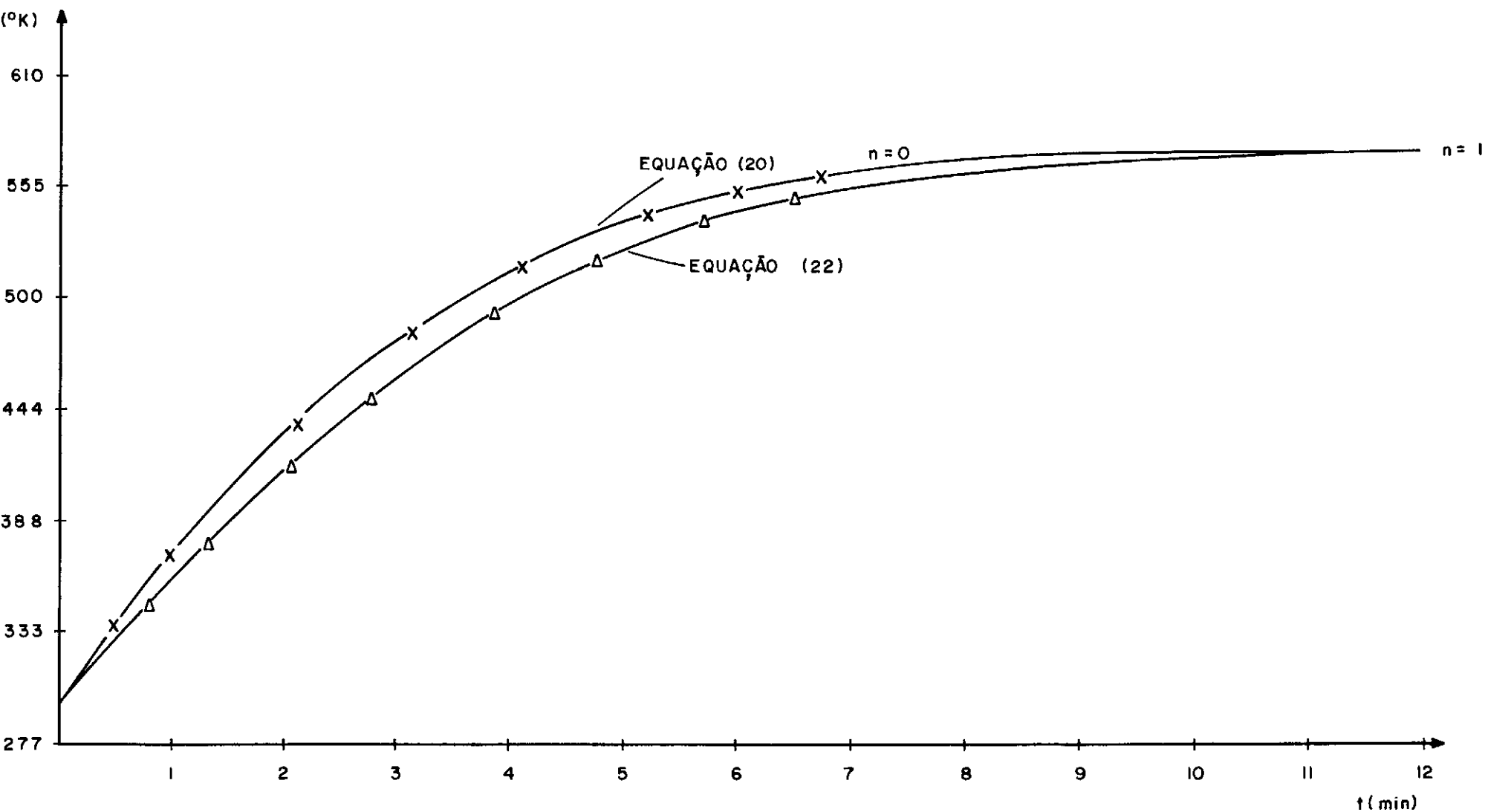


Figura II - 3 - TEMPERATURA SUPERFICIAL - SOLUÇÃO DE PRIMEIRA E SEGUNDA ORDEM

A análise na figura II-3 mostra não somente que os erros relativos das temperaturas superficiais obtidas para o mesmo tempo são pequenas ($\approx 8\%$), mas principalmente que as soluções tendem a se confundir no estacionário.

Da análise acima depreende-se que o fenômeno pode ser estudado satisfatoriamente através, apenas, do 1º termo da série para representação da temperatura superficial como uma função do tempo, pois o perfil de temperatura, eq. (II-16), pode utilizar um número infinito de termos.

II.3 - EFEITO DE REEMISSÃO

No sentido de se estabelecer o confronto teórico experimental, foi necessário adaptar o modelo teórico às circunstâncias mais reais, uma vez que ele não prevê a existência da campânula, estritamente necessária para diminuir os efeitos das convecções, provocando uma reemissão para o interior.

Esse impasse foi contornado por meio de uma equação complementar à equação (II-5), estudada e aplicada por Siegel e Howell⁵ para campânulas esféricas.

A análise dos autores acima refere-se a esferas concêntricas, podendo ser utilizada sem perda de generalidade no modelo geométrico acima.

A aplicação da equação para a reemissão, neste caso, pode ser expresso por:

$$q_L = \epsilon \sigma (T_s^4 - T_a^4) \quad (\text{II-23})$$

onde q_L é o fluxo líquido de calor entre a campânula e a amostra e T_a a temperatura ambiente.

Levando (II-23) em (II-25), a condição de contorno da equação (II-1) fica então:

$$-\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=a} = \frac{\alpha(\lambda, T_r) q_r}{K} - \frac{\epsilon \sigma}{K} (T_s^4 - T_a^4) \quad (\text{II-24})$$

Com a condição de contorno (II-24), apenas o valor de β dado pela eq. (II-20) é modificado.

Neste caso o parâmetro β da equação (II-20) assume o valor de :

$$\beta = |(\alpha(\lambda, T_r) q_r + \epsilon \sigma T_a^4) / \epsilon \sigma|^{0,25} \quad (\text{II-25})$$

CAPÍTULO III

MEDIDAS EXPERIMENTAIS

Para constatar a eficiência do modelo transiente, foi projetado um equipamento que permitisse ótima absorção de energia radiante, em exposição solar, ao mesmo tempo minimizar a influência de convecção e registrar a temperatura transiente na superfície da chapa exposta.

O equipamento deve ter dimensões suficientes para admitir medidas em várias chapas, simultaneamente.

A imposição do uso de medidas em chapas seletivas justifica o uso de energia solar, uma vez que experiências com luz artificial traz o inconveniente da impossibilidade de tais medidas, porque a concentração da radiação até λ_c é pequena.

As condições climáticas da cidade do Rio de Janeiro são favoráveis à experiência de tal natureza, porque cerca de 85% de radiação direta pode ser disponível em quase o ano todo.

III.1 - DESCRIÇÃO DO EQUIPAMENTO

O equipamento experimental consta de uma célula de medida constituída de uma placa de acrílico na qual uma ranhura circular foi executada no sentido de acoplar uma campânula de vidro de forma semi-esférica (Ver figs. III-1 e III-2).

Foi utilizado borracha de silicone na referida ranhura com o objetivo de suportar o vácuo ao qual o sistema é submetido.

Sobre a placa supracitada repousa uma segunda placa de acrílico menor engastada na exterior. Esta é recoberta por uma camada de amianto, necessária para proteger termicamente as chapas utilizadas para a medida da temperatura transiente para verificação do modelo.

Deve se salientar que a placa engastada tem a finalidade de facilitar o manuseio do conjunto de amostras.

Foram feitos orifícios no plano inferior das chapas para a colocação de termopares para registrar as temperaturas próximas das superfícies das amostras.

A parte inferior da placa maior suporta ainda uma válvula através da qual se faz o vácuo. Uma bomba tipo D16A-LEYBOLD-HERAEUS foi utilizada para tal fim, possibilitando um vácuo da ordem de 10^{-2} atm.

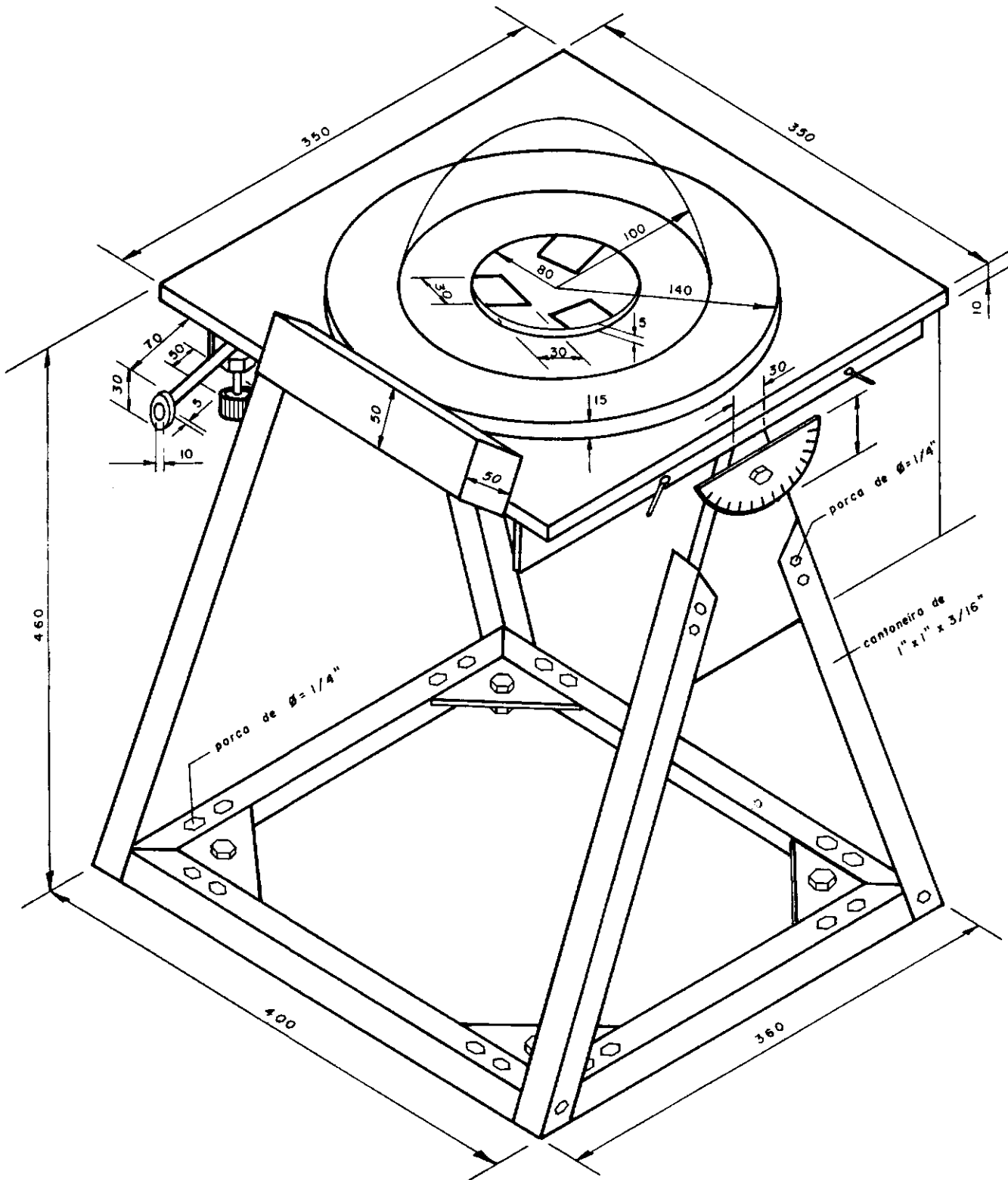


Figura III - I - EQUIPAMENTO EXPERIMENTAL

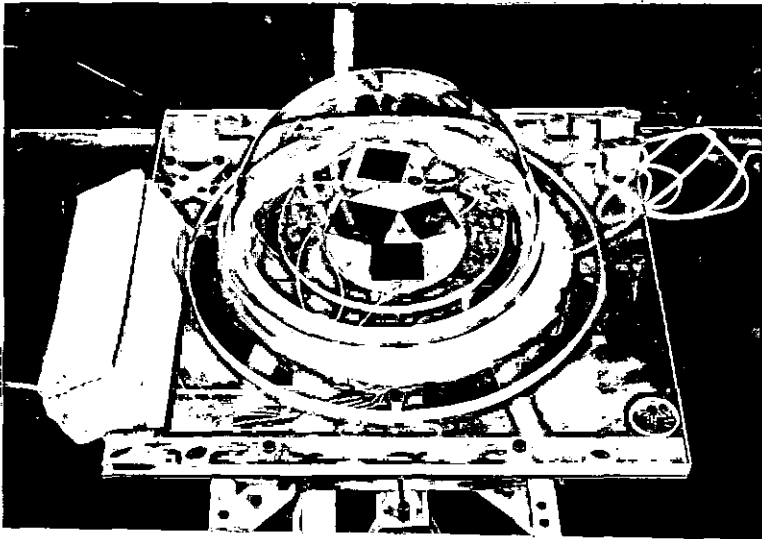
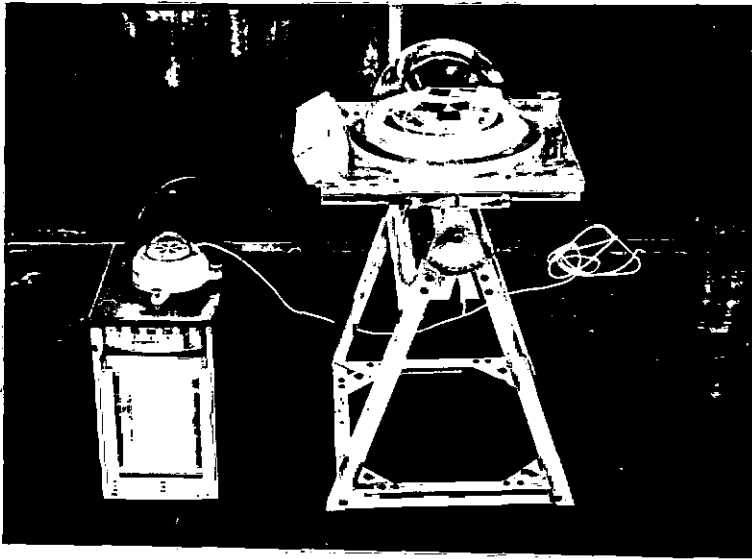


Fig. III-2 - Equipamento Experimental (Fotografias)

O sistema descrito assenta em uma estrutura metálica, móvel, facilitando o direcionamento das amostras no sentido da maior radiação.

As temperaturas foram registradas em aparelhos do tipo Arucomp 6/4902 , previamente testados. Os termopares usados foram de Fe-constatan.

Como elemento auxiliar, um piranômetro tipo 8-48 Eppley Radiometer, próximo ao sistema anterior e no mesmo plano da placa maior, permitiu a tomada de fluxo de radiação direta incidente na campânula.

Para comprovar a veracidade das medidas, foi feito a priori uma curva de calibração e padronização dos termopares junto ao registrador e o piranômetro.

A fig. III-3 representa o fluxograma do experimental.

III.2 - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

O conjunto anteriormente descrito foi exposto à radiação solar em dias ensolarados e medidas em conjuntos de amostras de alumínio de espessuras diferentes e superficialmente tratadas foram suficientes para obter os resultados propostos.

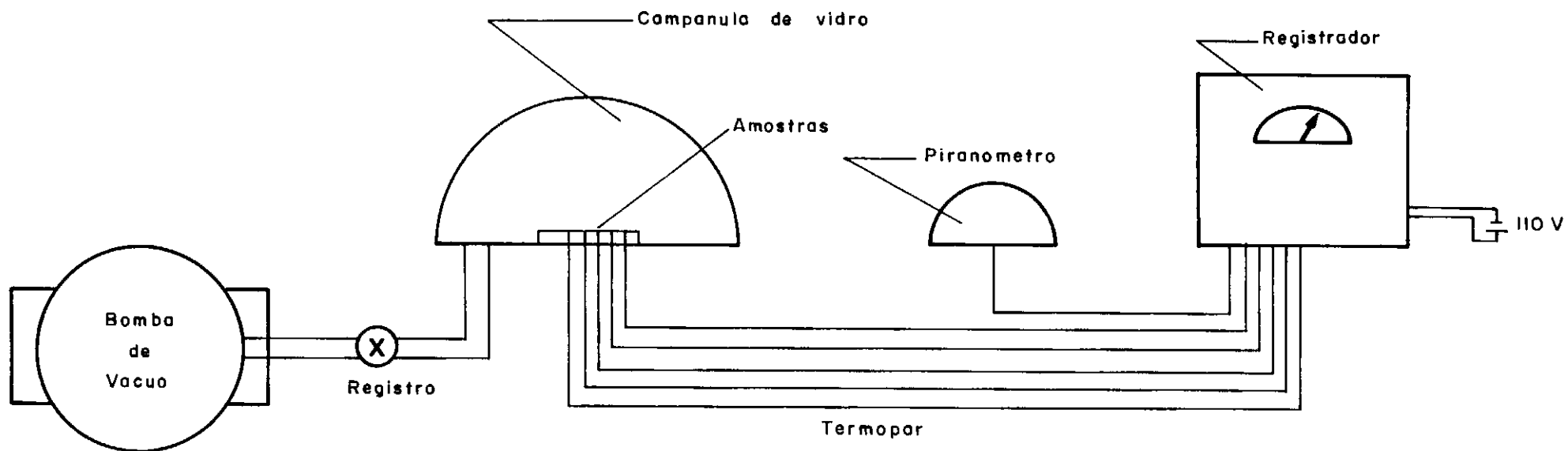


Figura III-3 — FLUXOGRAMA DO EQUIPAMENTO EXPERIMENTAL

Descrição do Problema

Um conjunto de 3 amostras munidas de termopares colocados na parte inferior das mesmas assenta na base da campânula sobre uma placa de amianto intermediária no sentido de permitir o isolamento térmico. Os termopares supracitados são conectados a terminais que serão diretamente acoplados ao registrador.

Em seguida ajusta-se a campânula sobre a ranhura circular existente na periferia da base e sujeita-se o conjunto a uma bomba de vácuo durante 15 minutos.

As amostras e o piranômetro foram direcionados adequadamente no sentido de obter o máximo de radiação (normal aos raios solares).

Os resultados foram registrados e analisados posteriormente.

Salienta-se que o início da exposição das amostras ao sol coincide com o instante inicial acusado pelo registrador. O equilíbrio térmico da chapa foi o responsável pelo término das experiências.

Posteriormente, foi introduzido o piranômetro no interior da campânula a fim de verificar a transmissividade da mesma no sentido de assegurar qual a quantidade de radiação incidente na chapa, para o confronto direto do modelo teórico

desenvolvido, constatou-se 92% de transmissividade.

Finalmente, um termômetro próximo ao registrador forneceu a temperatura ambiente durante todas as experiências.

III.3 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS

A análise diz respeito exclusivamente ao comportamento da temperatura transiente na superfície da chapa, da espessura das mesmas, trazendo também, além das propriedades físicas, influência dos caracteres superficiais.

Os resultados experimentais obtidos podem ser observados nas figuras III-4, III-5 e III-6. Destes resultados pode-se concluir que um aumento em espessura implica num acúmulo de tempo para atingir o equilíbrio, fato esse já esperado, evidentemente.

A figura III-4 ressalta o efeito da espessura de chapas de alumínio com as superfícies pintadas de tinta preta. O fato da superfície ser tratada quimicamente (superfície seletiva) não altera a conclusão anterior, como se observa na figura III-5, na qual o alumínio foi tratado superficialmente com óxido de cobre.

A figura III-6 estabelece um confronto entre duas chapas de alumínio, a primeira óxido de cobre-alumínio e

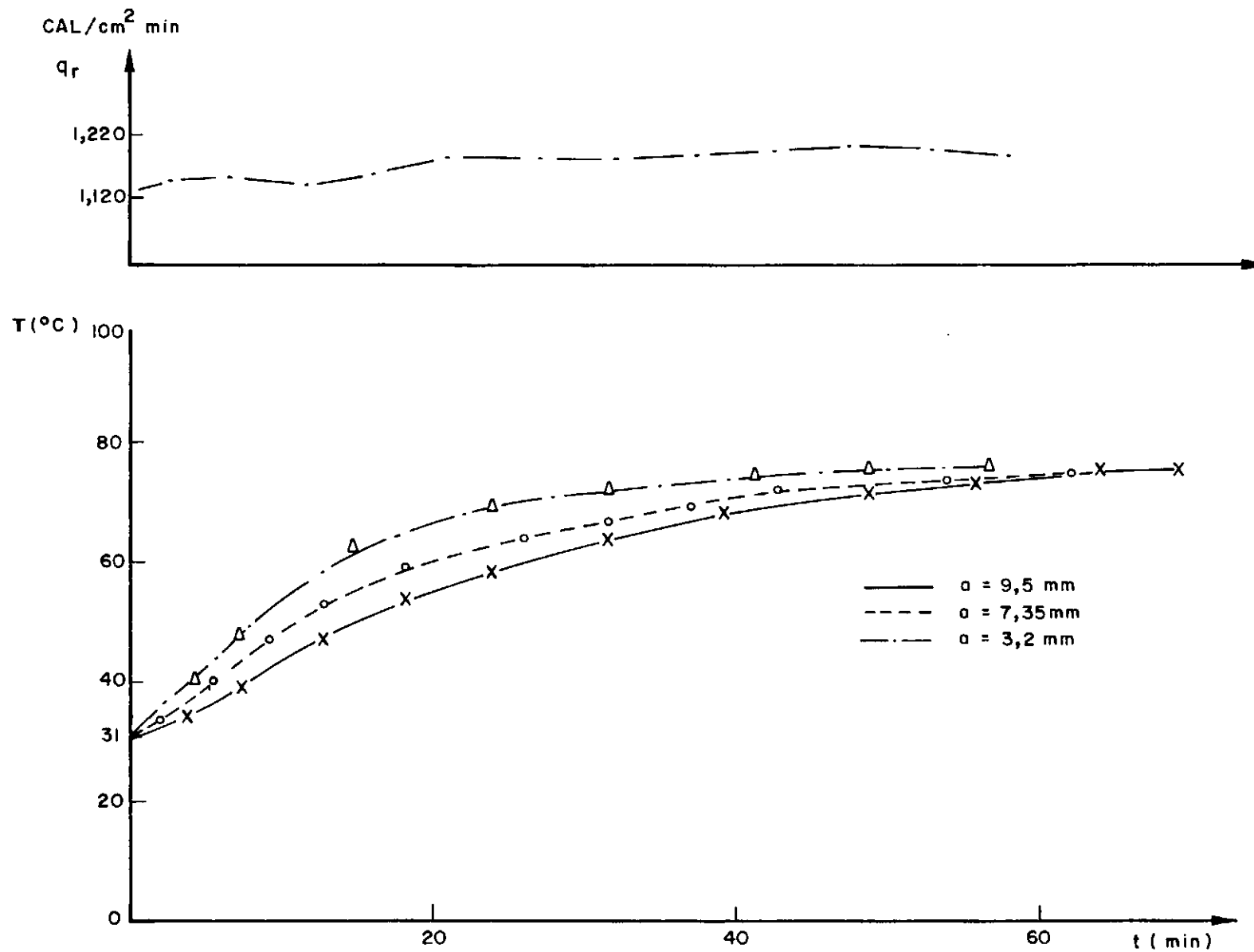


Figura III-4- TEMPERATURA SUPERFICIAL DAS CHAPAS PRETAS

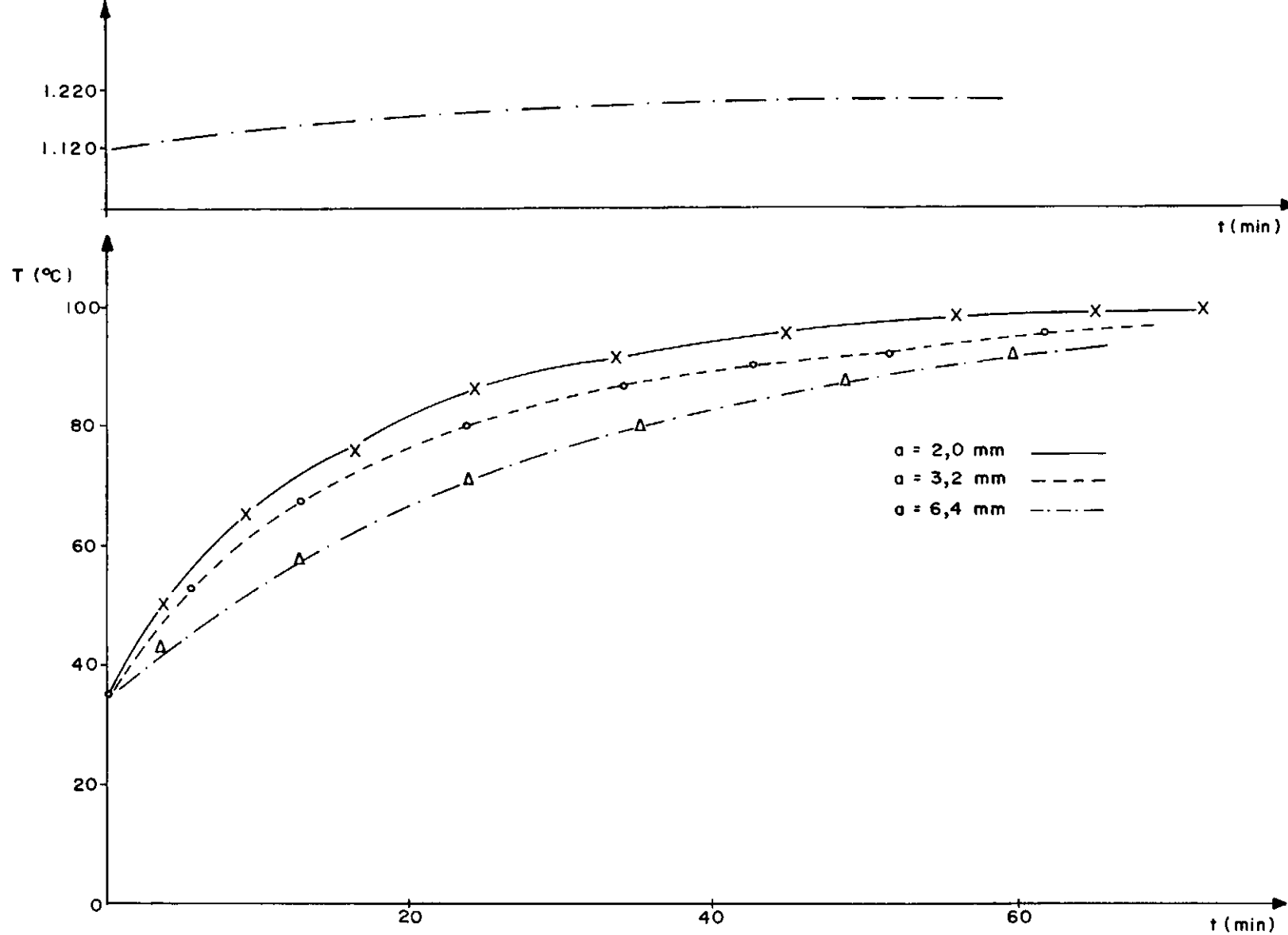


Figura III.5 - TEMPERATURA SUPERFICIAL DAS CHAPAS SELETIVAS
(ÓXIDO DE COBRE - ALUMÍNIO)

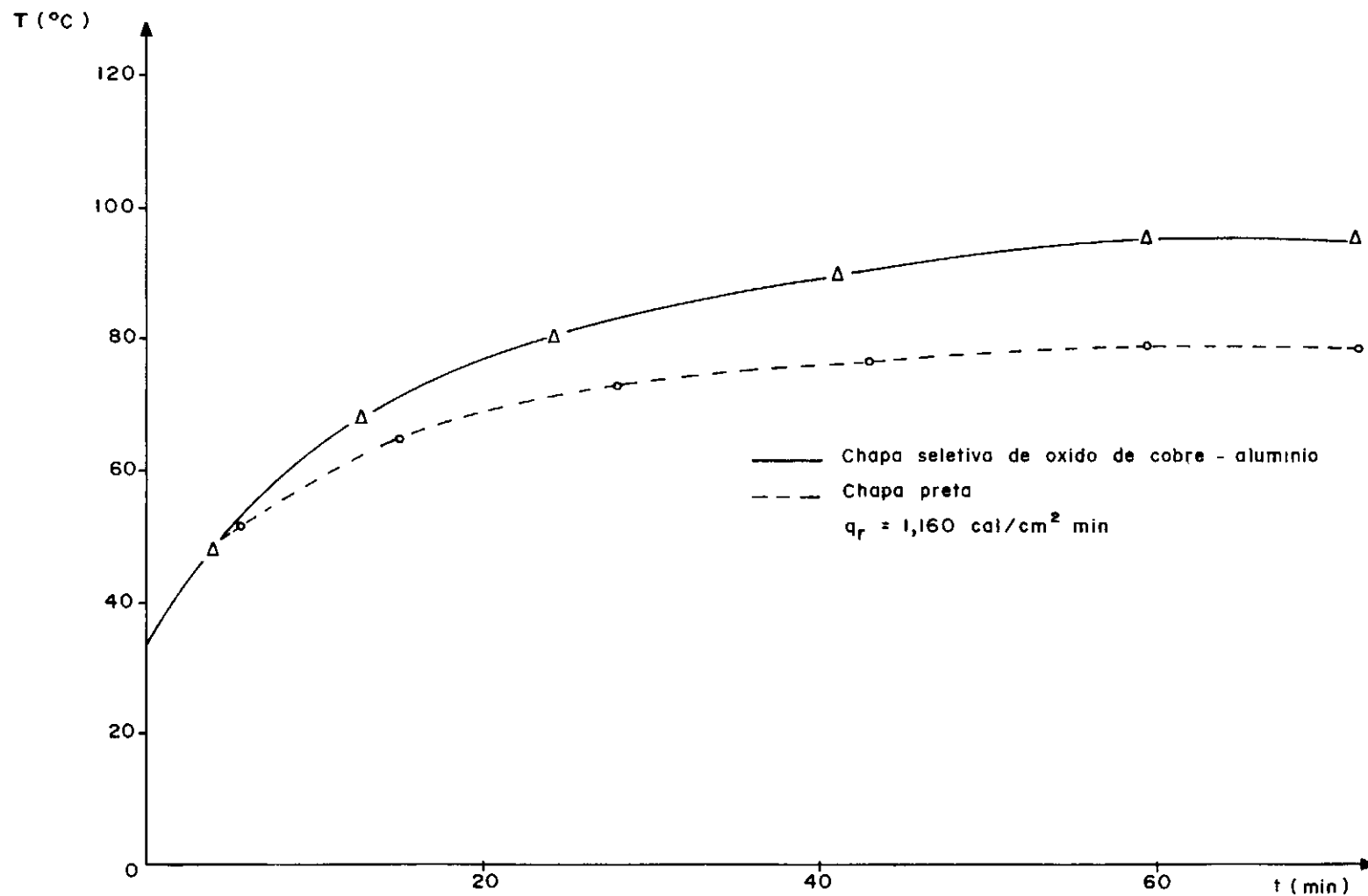


Figura III - 6 - TEMPERATURA SUPERFICIAL DA CHAPA DE 3,2 mm de ESPESSURA

a segunda tendo sua superfície pintada de preto, ambas da mesma espessura.

Desta figura conclui-se que a chapa seletiva atinge a temperatura de equilíbrio mais alta aproximadamente em um mesmo tempo.

CAPÍTULO IV

ANÁLISE DOS RESULTADOS

A equação (II-20), com o β modificado, permite um confronto mais real entre o modelo proposto e o experimental obtido.

Os resultados indicaram um afastamento sensível entre as temperaturas de equilíbrio, evidenciando perdas térmicas, cuja origem é devida a fatores convectivos, uma vez que a bomba de vácuo utilizada só permitiu um vazio na ordem de 10^{-2} atm.

A influência do fator convectivo c^* , teórico e experimental pode ser avaliado na condição de equilíbrio:

$$c^* = \frac{\epsilon \sigma (T_s^4 - T_e^4)}{(T_e - T_a)^{5/4}} \quad (\text{IV-1})$$

onde T_e é a temperatura de equilíbrio obtida experimentalmente e c^* é dado em $\text{cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-9/4}$.

Uma média aritmética dos valores de c^* para todas as espessuras trouxe o valor para $c^* = 0,0059$, e o coeficiente de convecção é dado por $h^* = c(T_s - T_a)^{1/4}$ (Ver A.C. Hottell e B.B. Woertz¹⁰).

Essa quantidade deve ser retirada do fluxo de radiação que incide sobre a superfície da chapa.

Por métodos computacionais foi possível retirar q_L do fluxo incidente q_r^* , para cada valor de $T_s(t)$, determinando assim o tempo correspondente a cada temperatura, por meio da equação (II-20), com o parâmetro β alterado para:

$$\beta = \left| (\alpha(\lambda, T_r) q_r^* + \varepsilon(\lambda, T_s) \sigma T_a^4 + h^* T_a) / (\varepsilon(\lambda, T_s) \sigma + h^* T_s) \right|^{0,25}$$

As figuras IV-1 e IV-2 representam as variações da temperatura superficial de uma chapa de alumínio tratada, em função do tempo.

A análise da mesma mostra que o erro relativo da aplicação da equação (II-20), levando em consideração o fator convectivo, é pequeno em relação aos resultados experimentais obtidos. Diga-se de passagem que este erro não ultrapassa a 5%.

Do exposto acima, é bem convincente a hipótese de admitir o fator convectivo como provável causador das perdas térmicas.

Admitindo a veracidade dessa hipótese, é possível agora estabelecer o valor da emissividade das chapas seletivas usadas nas experiências, uma vez que a determinação mais rigorosa da mesma exige equipamento altamente sofisticado, cujas tentativas em obtê-lo, foram infrutíferas. Além disso, à mesma temperatura de equilíbrio, as chapas pretas devem apresentar o mesmo coeficiente de transferência de calor por convecção natural.

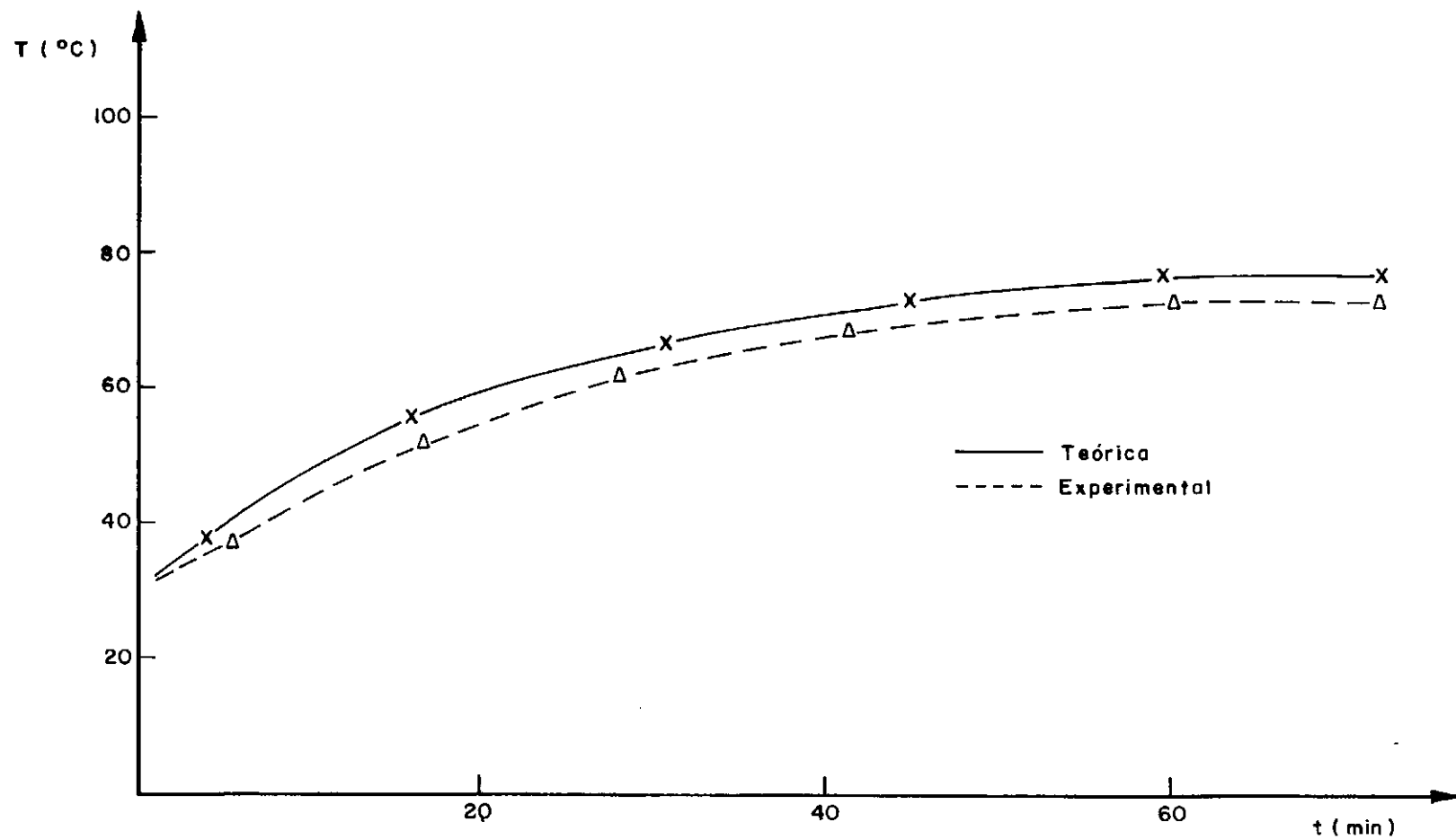


Figura IV-1 - PERFORMANCE TÉRMICA — CHAPA PRETA , $a = 9,5$ mm

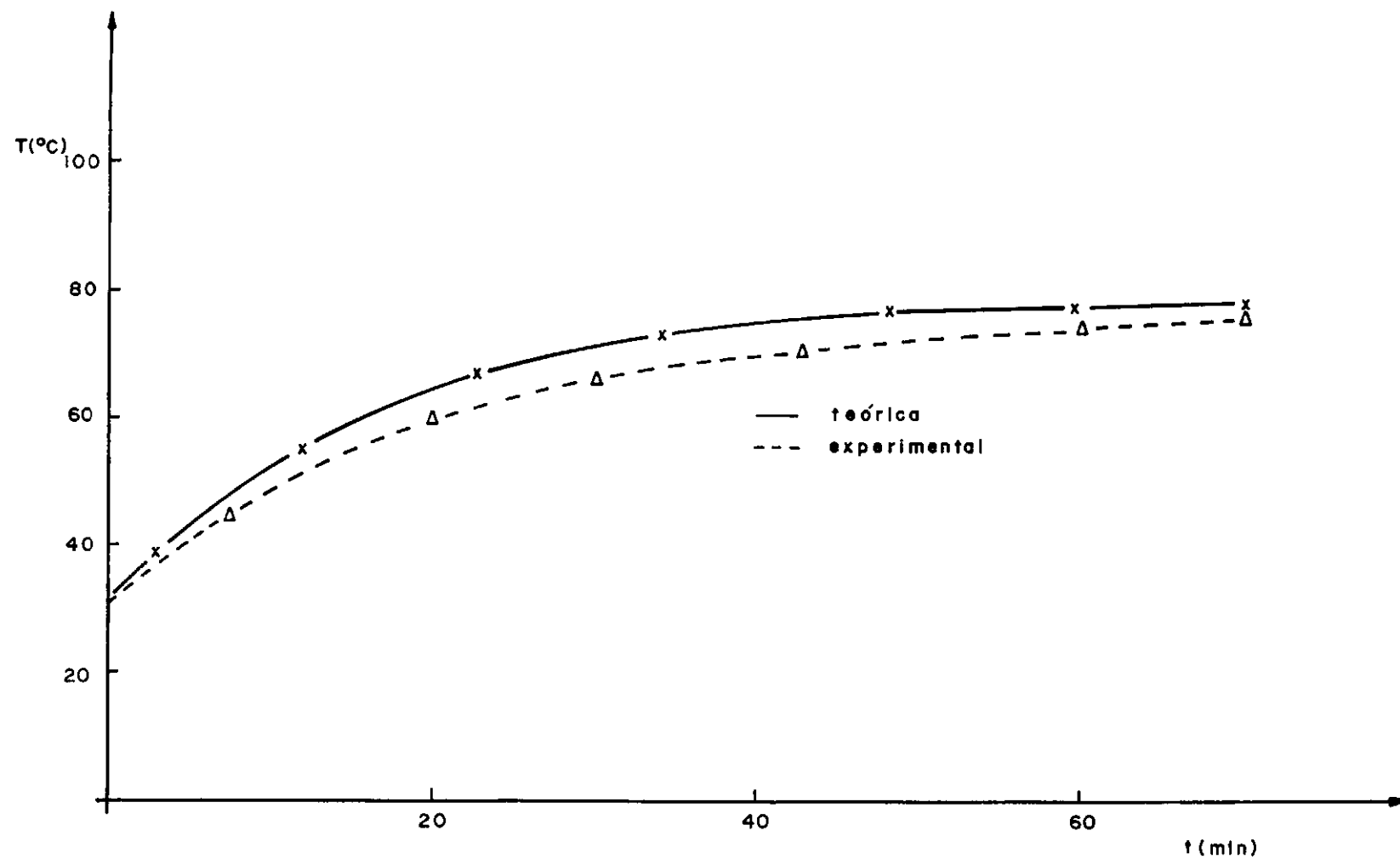


Figura IV - 2 - PERFORMANCE TÉRMICA - CHAPA PRETA $a = 7,3 \text{ mm}$

Dessa forma, a emissividade foi determinada por meio de uma equação de balanço de energia no equilíbrio térmico. Para esse propósito, utiliza-se a equação:

$$\epsilon(T) = \frac{\sigma q_r^* \cdot \alpha(\lambda, T_r) \cdot 0,92 - c^*(T_e - T_a)^{5/4}}{\sigma(T_e^4 - T_a^4)} \quad (\text{IV-3})$$

válida, naturalmente, no equilíbrio, onde q_r^* é o fluxo de radiação incidente no piranômetro.

De experiências realizadas para distintos valores de fluxo q_r , T_e e T_a foi possível estabelecer uma emissividade média:

$$\epsilon(T) = 0,36$$

Assim sendo, podemos, a partir de então, analisar superfícies seletivas. AS figs. IV-3, IV-4 e IV-5 mostram os resultados obtidos com tais superfícies.

Os resultados de análise desses gráficos vem a confirmar satisfatoriamente o artifício usado na determinação da emissividade, uma vez que não ocorreu nenhuma discrepância em relação aos resultados anteriores.

Outro resultado positivo foi a coincidência verificada no tempo de equilíbrio entre o teórico e o experimental, mostrando com isso a boa performance do modelo.

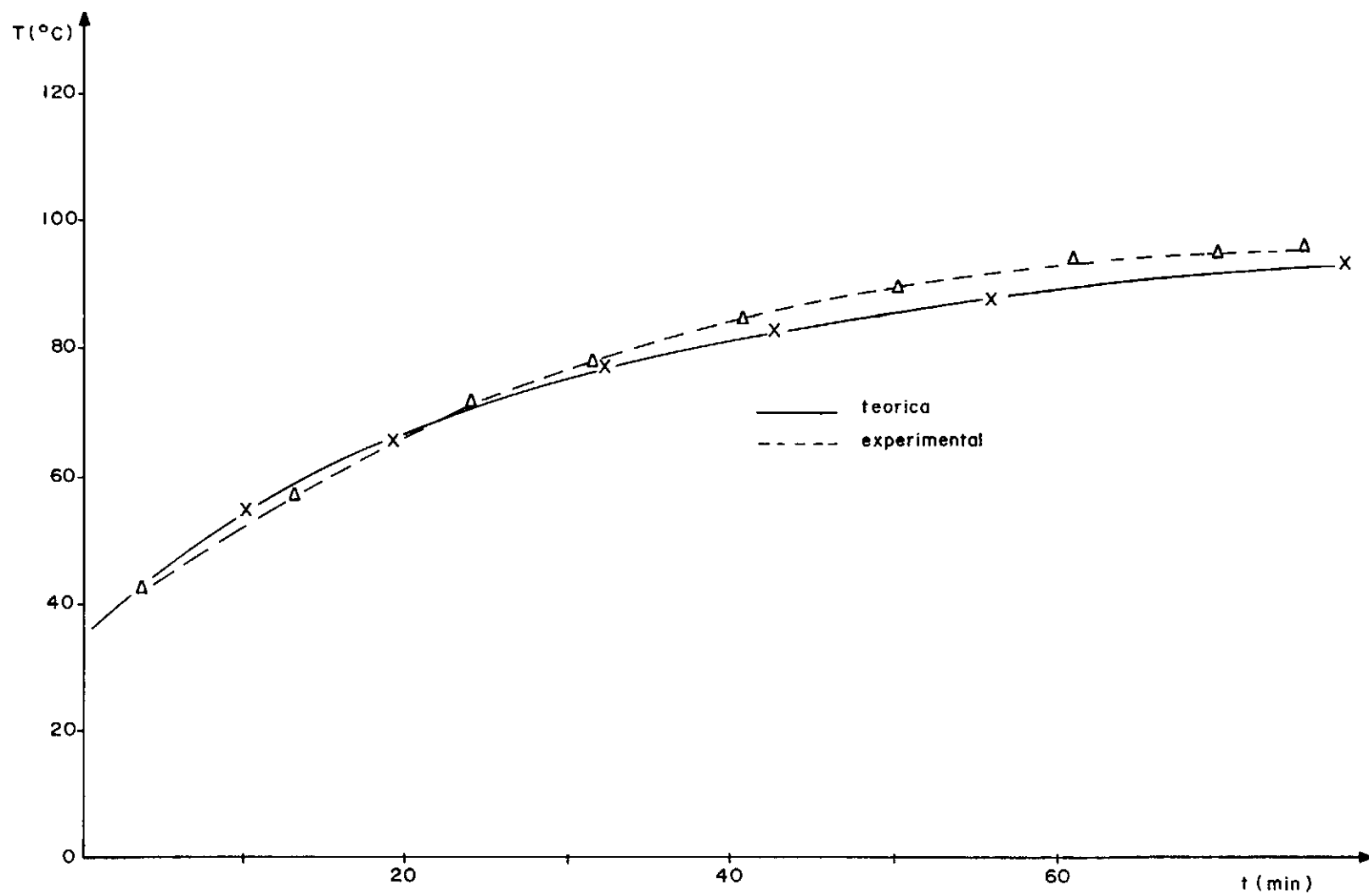


Figura IV - 3 - PERFORMANCE TÉRMICA - CHAPA SELETIVA $a = 6,4 \text{ mm}$

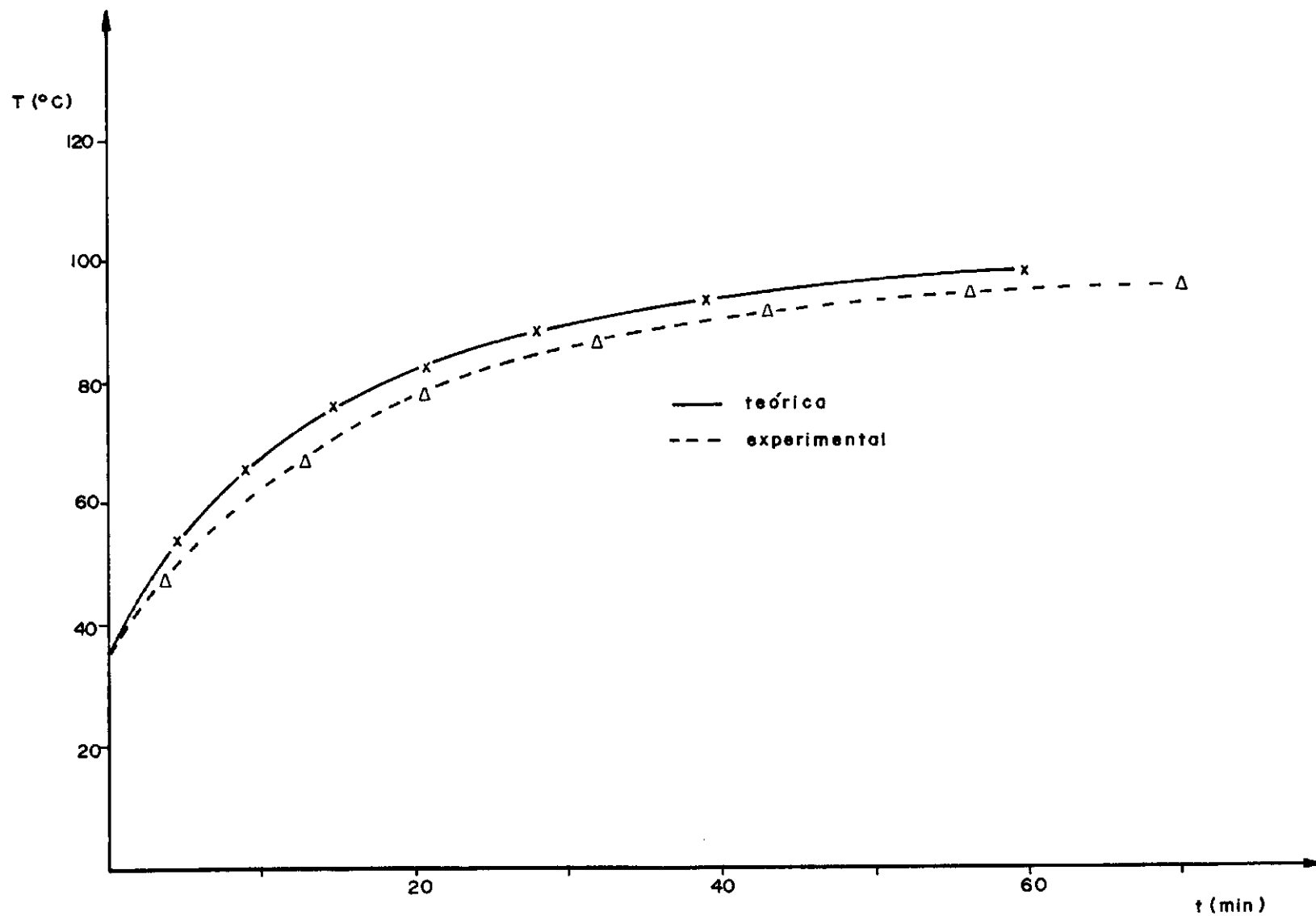


Figura IV.4 - PERFORMANCE TÉRMICA - CHAPA SELETIVA, $a = 3,2$ mm

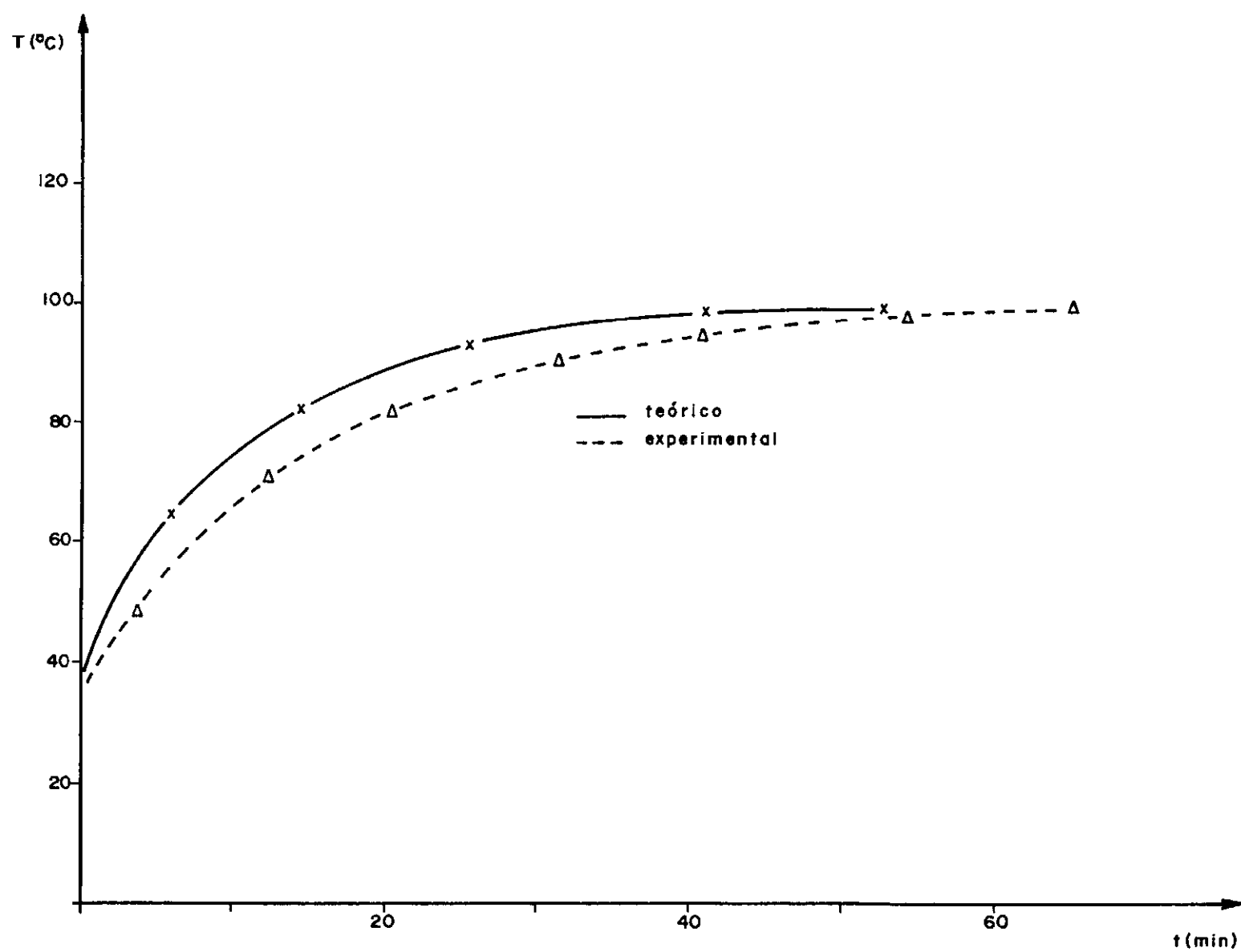


Figura IV-5 - PERFORMANCE TÉRMICA - CHAPA SELETIVA $a = 2,1$ mm

CAPÍTULO V

CONCLUSÕES

De um exame criterioso dos resultados do item anterior, pode-se concluir que:

a) Apesar do modelo não considerar, a priori, os efeitos convectivos, estes podem ser tratados pelo mesmo, mediante uma conveniente adaptação.

b) A boa qualidade do modelo se impõe na faixa próxima ao equilíbrio, faixa essa de grande interesse tecnológico.

c) O modelo prevê ainda a influência dos parâmetros físicos e geométricos, de forma racional.

d) Apesar do modelo não levar em conta a variação da emissividade com a temperatura, os métodos numéricos convencionais superam facilmente esse impasse. Para propósitos práticos, onde a faixa de temperatura não acarreta alterações marcantes na emissividade, o modelo responde diretamente, não recorrendo aos métodos numéricos mencionados acima

e) A determinação da quantidade de calor total necessária para se atingir determinada temperatura superficial, é possível ser calculada facilmente pelo modelo. Fato esse de importância

fundamental em problemas de engenharia para dimensionamento de coletores planos otimizados.

V.1 - SUGESTÕES

1) Para estudos complementares, sugere-se que fosse desenvolvido um modelo teórico que levasse em consideração a perda por convecção.

2) Estudar a distribuição de temperatura por meio de equação que explicita $T_s(t)$.

3) Desenvolver um modelo considerando a emissividade como função da temperatura.

4) Fazer uma simulação experimental para retirada de calor através de fluidos, considerando neste caso chapas finas, onde a retirada de calor por convecção natural e forçada se dá pela parte inferior da chapa.

5) Melhorar o equipamento em geral e em particular estudar melhores condições para um vácuo mais eficiente.

6) Realizar experiências com luz artificial, pois esta tem a vantagem de permitir um fluxo constante.

BIBLIOGRAFIA

1. Sparrow,E.M. e Cess,R.D. - "Radiation Heat Transfer".
2. Mc Adams,W.H. - "Heat Transmission", McGraw-Hill Book Company Inc., 3^a edição.
3. Jacob,M. - "Heat Transfer", Vol.I, John Wiley & Sons Inc., 1957.
4. Kreith,F. - "Princípio da Transmissão de Calor", Editora Edgard Blucher Ltda, 1^a edição, 1969.
5. Siegel,R. e Howell,J.R. - "Thermal Radiation Heat Transfer", Mc Graw-Hill Book Company, 1972.
6. Hackenberg,C.M.; Dweck,J.; Souza Silva,A. e Miranda,P.E.V. - "O Salto Espectral Seletivo e a Absorção de Energia Solar em Chapa de Óxido de Cobre em Alumínio", Anais do III Simpósio Brasileiro de Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos, 1977.
7. Hackenberg,C.M., "Seletividade Espectral Superficial e Absorção de Energia Solar a Elevadas Temperaturas de Equilíbrio", Energia , Academia Brasileira de Ciências, COPPE/UFRJ.
8. Miranda,P.E.V. e Monteiro,S.N. - "Influência da Estrutura do Óxido de Cobre como Cobertura Seletiva em Chapas de Alumínio", Anais do II Congresso Latino Americano de Energia Solar, Paraiba, 1978.

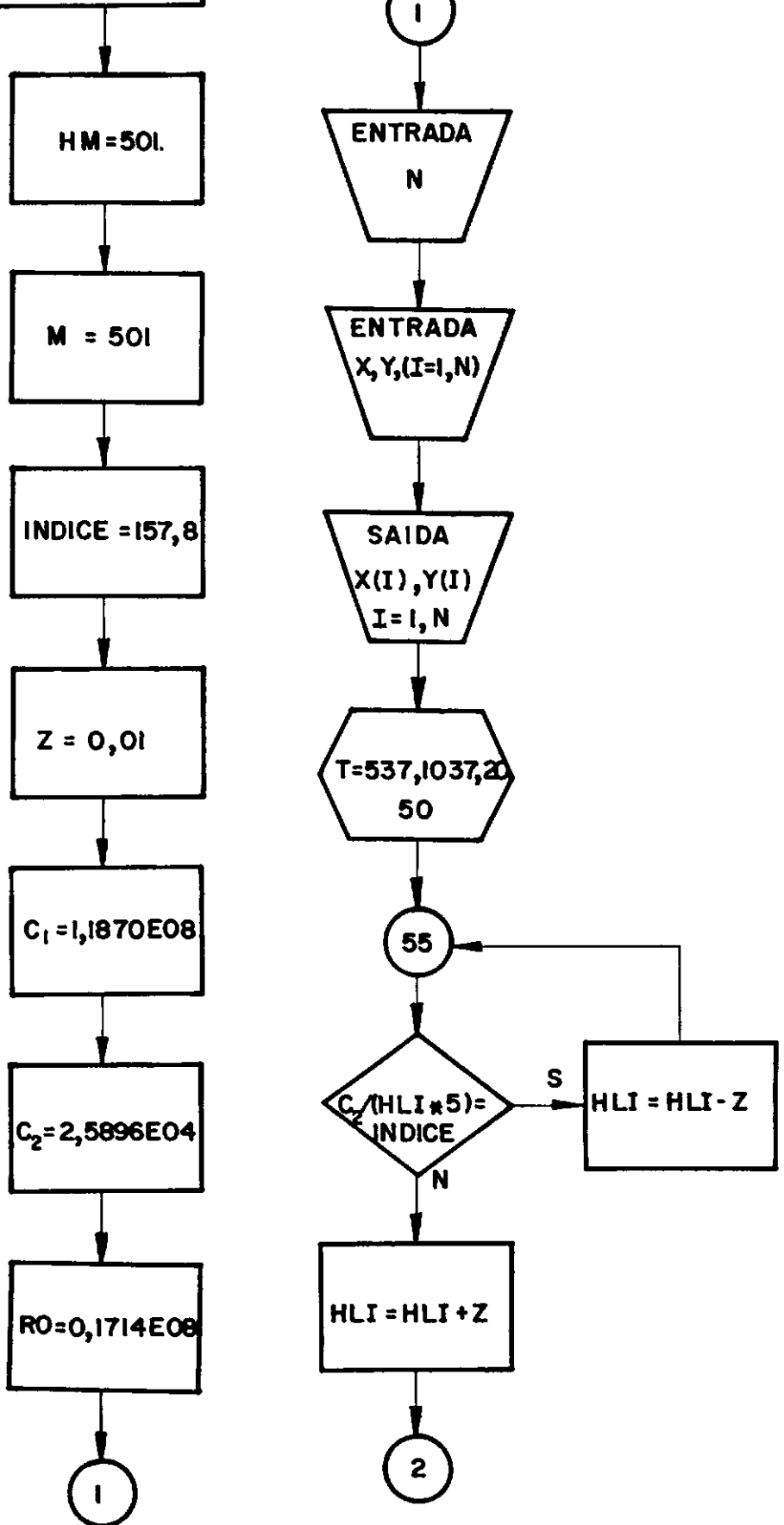
9. Souza e Silva, A.S.; Dweck, J.; Miranda, P.E.V. e Gonçalves, J. L.S. - "Estudo de Superfícies Seletivas. Alumínio-Óxido de Cobre", Anais do II Congresso Latino Americano de Energia Solar, Paraíba, 1978.
10. Howell, H.C. e Woertz, B.B. - "The Performance of Flat, Plate Solar-Heat Collectors", Cambridge, Mass. , Transactions of the A.S.M.E., 1942.
11. Monteiro, S.N., Souza e Silva, A.S., Miranda, P.V.E. e Losch, W.P.H. - "Revestimentos Seletivos para Absorção de Energia Solar em Chapas Metálicas", Anais do XXXII Congresso Anual de A.B.M., SP, 1977.
12. Hibbard, R.R. - "Equilibrium Temperatures of Ideal Spectrally Seletive Surface", Solar Energy, 5,4, (1961).
13. Shaffer, L.H. - "Wavelength - Dependent (Selective) Processes for the Utilization of Solar Energy", I Simpósio Brasileiro de Energia Solar.
14. Unger, T.A. - "The Preparation of a Selectively Black Surface for Use in the Collection of Solar Energy", I Simpósio Brasileiro de Energia Solar.
15. Hackenberg, C.M. - "Nova Chapa Superficialmente Seletiva de Óxido de Cromo-Alumínio", Anais do II Congresso Latino-Americano de Energia Solar, Paraíba, 1978.
16. Driver, P.M.; Jones, R.W.; Riddiford, C.L. e Simpson, R.J. - "A New Chrome Black Seletive Absorving Surface", J.Solar Energy, 19, 1977.

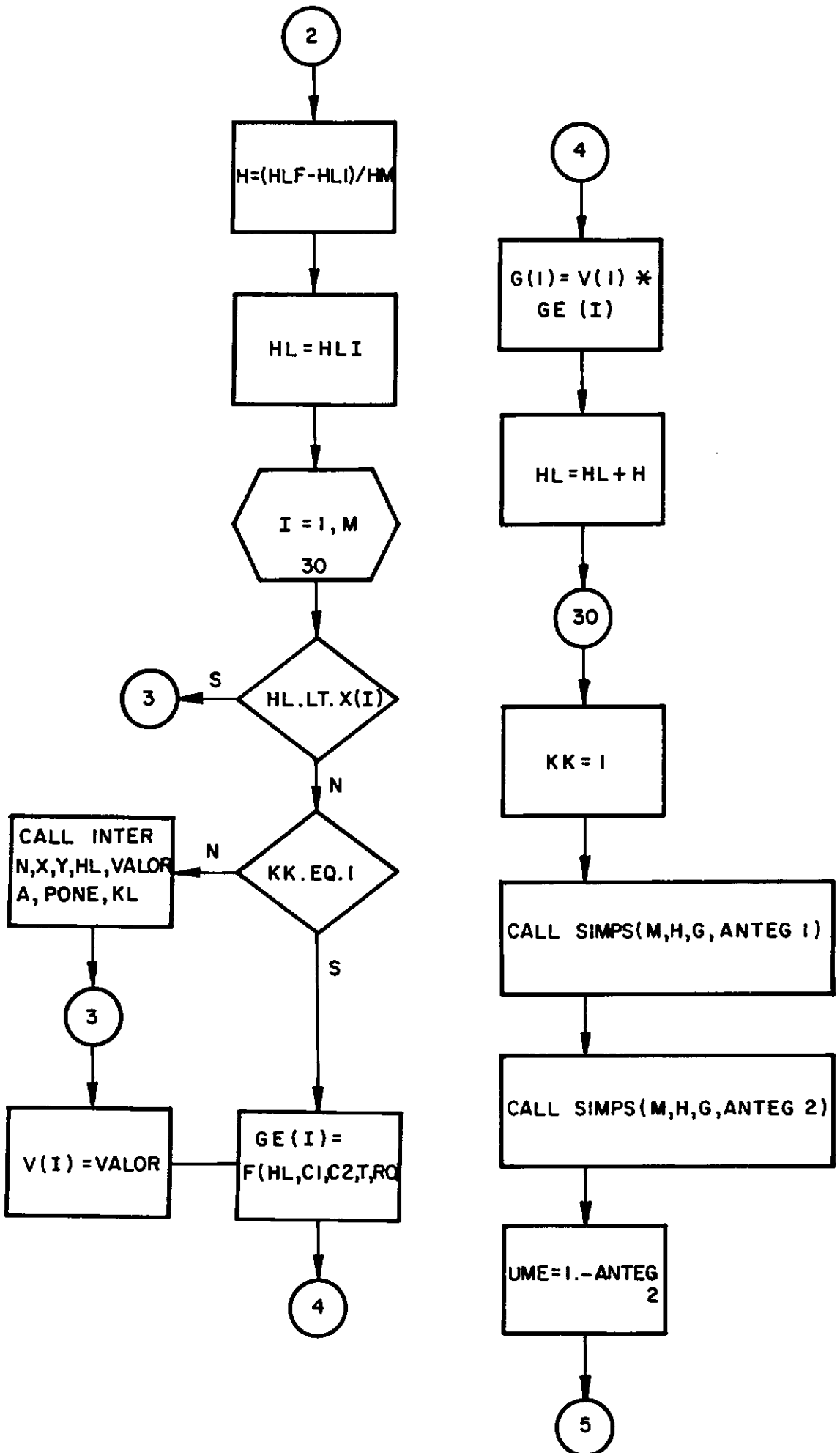
17. Hackenberg, C.M. - "On the Unsteady Resistanse of Spherical Submerged Bodies", Ph.D. Thesis, University of Florida, 1969.
18. Hackenberg, C.M. e Suzuki, H. - "Sobre a Seletividade Superficial e a Temperatura de Equilíbrio", I Congresso Brasileiro de Engenharia Química, SP, 1976.
19. Rólsenow, W.M. e Hartnett, J.P. - "Hardboole of Heat Transfer", Mc Graw-Hill Book Co., N.Y., 1973.

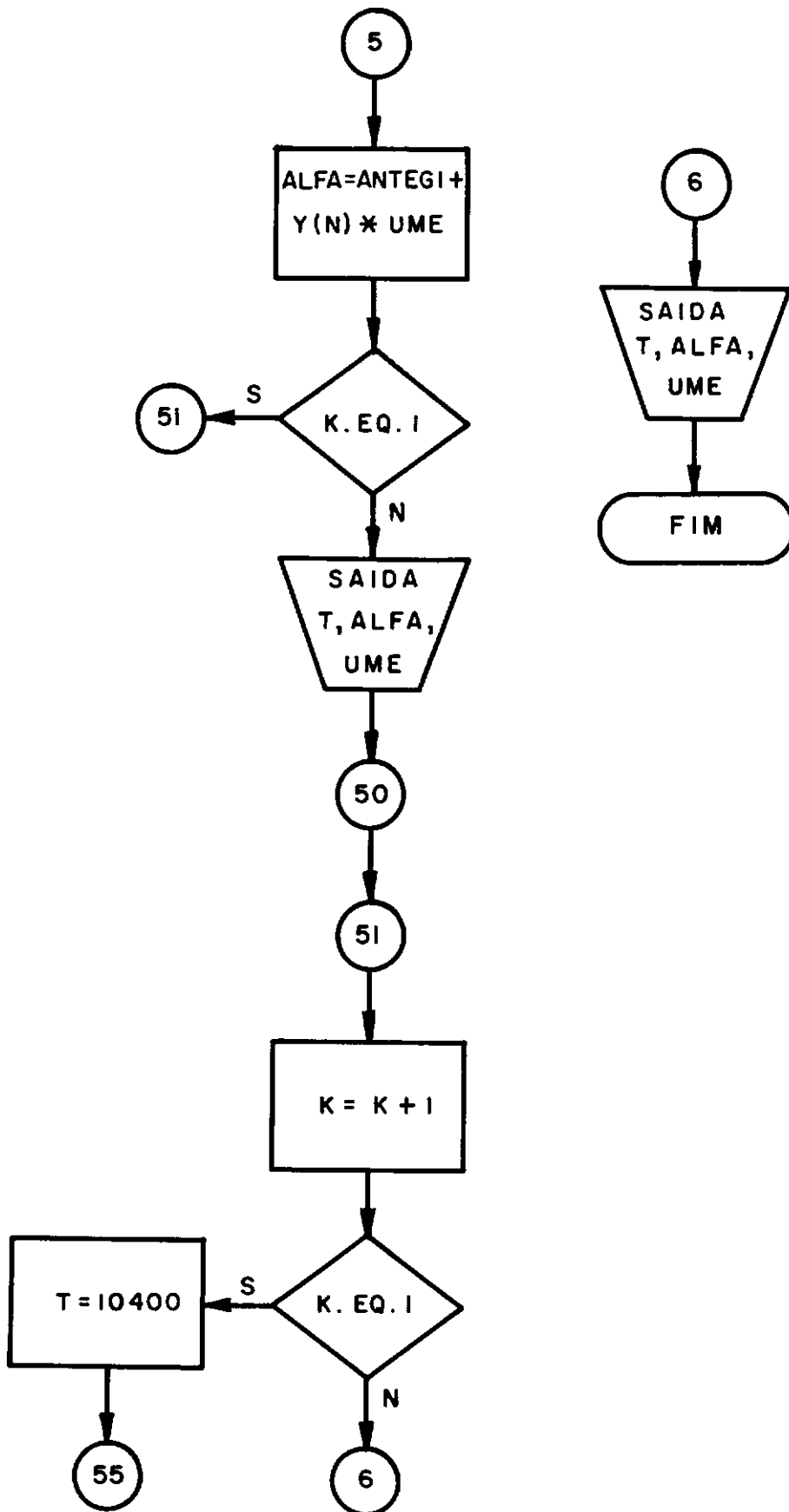
APÊNDICE A

PROGRAMA PRINCIPAL PARA CALCULAR
ABSORTIVIDADE E EMISSIVIDADE GLOBAL

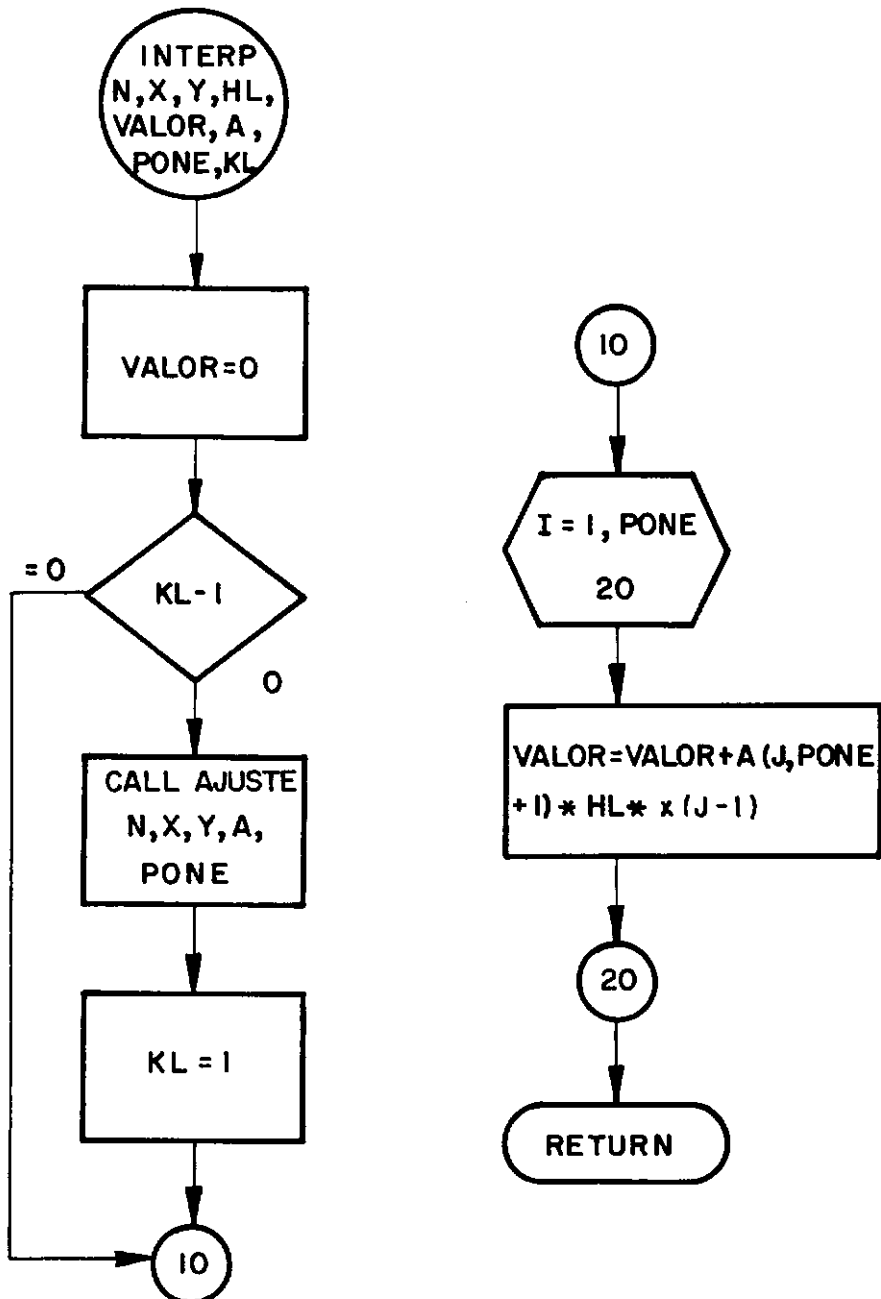
$$F(HL, C_1, C_2, T, RO) = (C_1 / (HL * 5 * (\exp(C_2 / (HL * T)) - 1))) / (RO * T * 4)$$

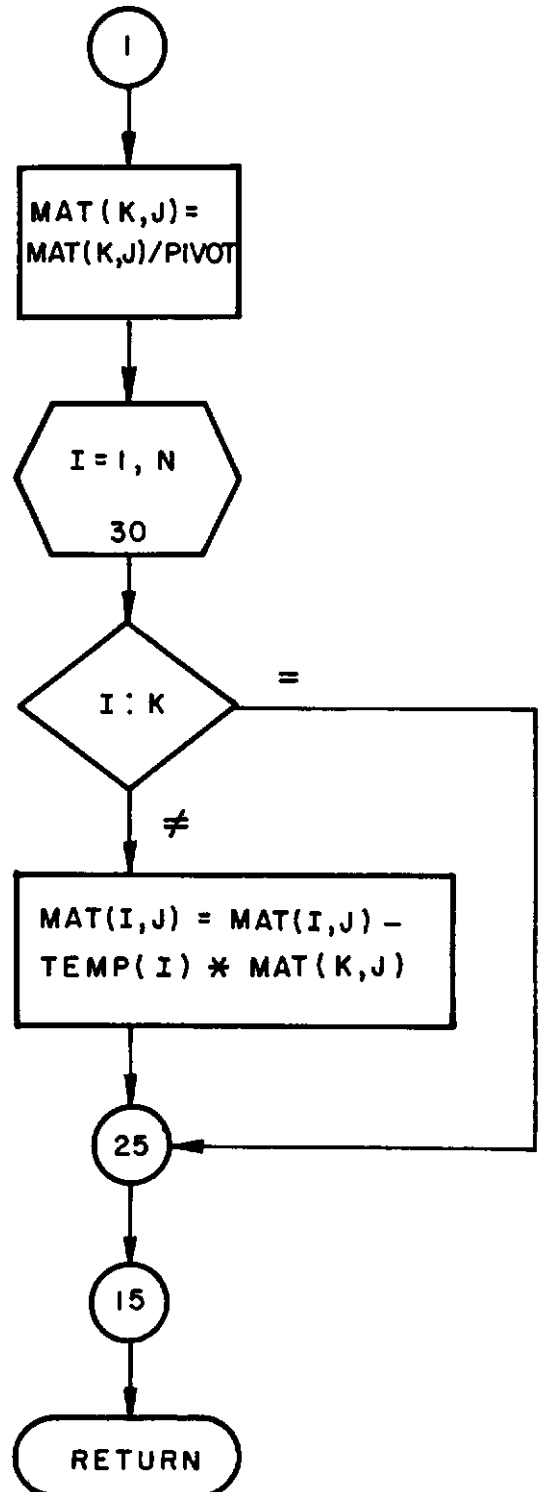
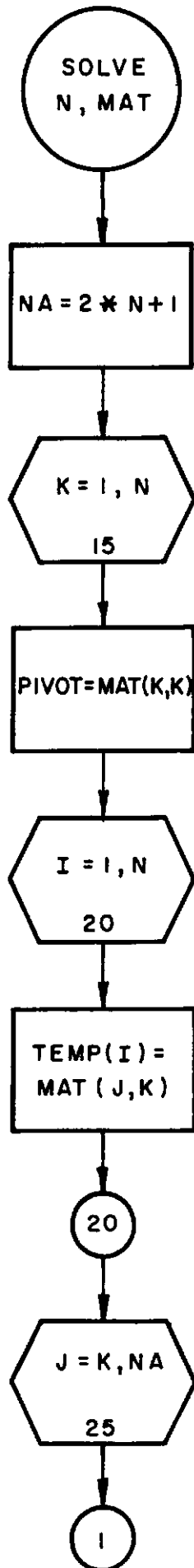




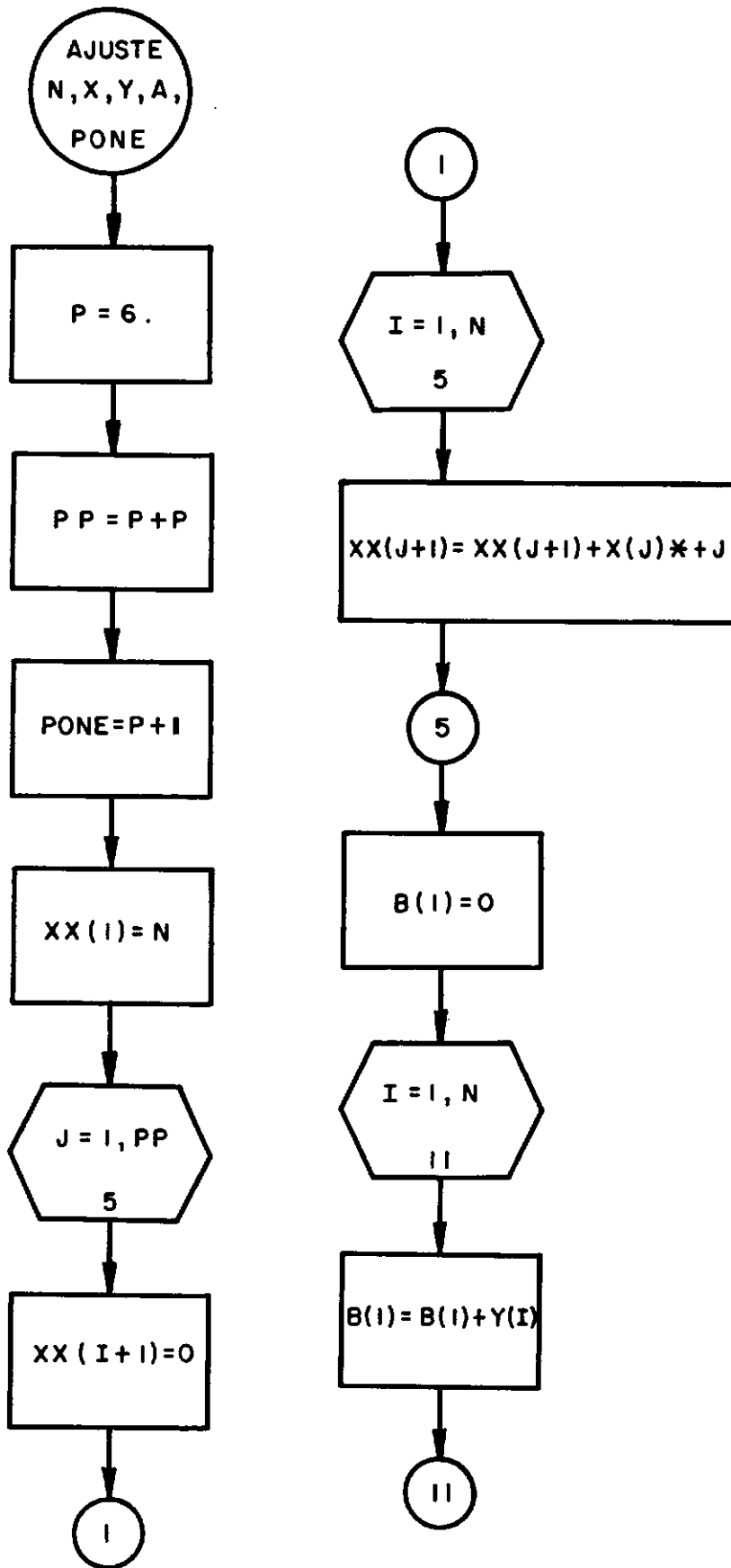


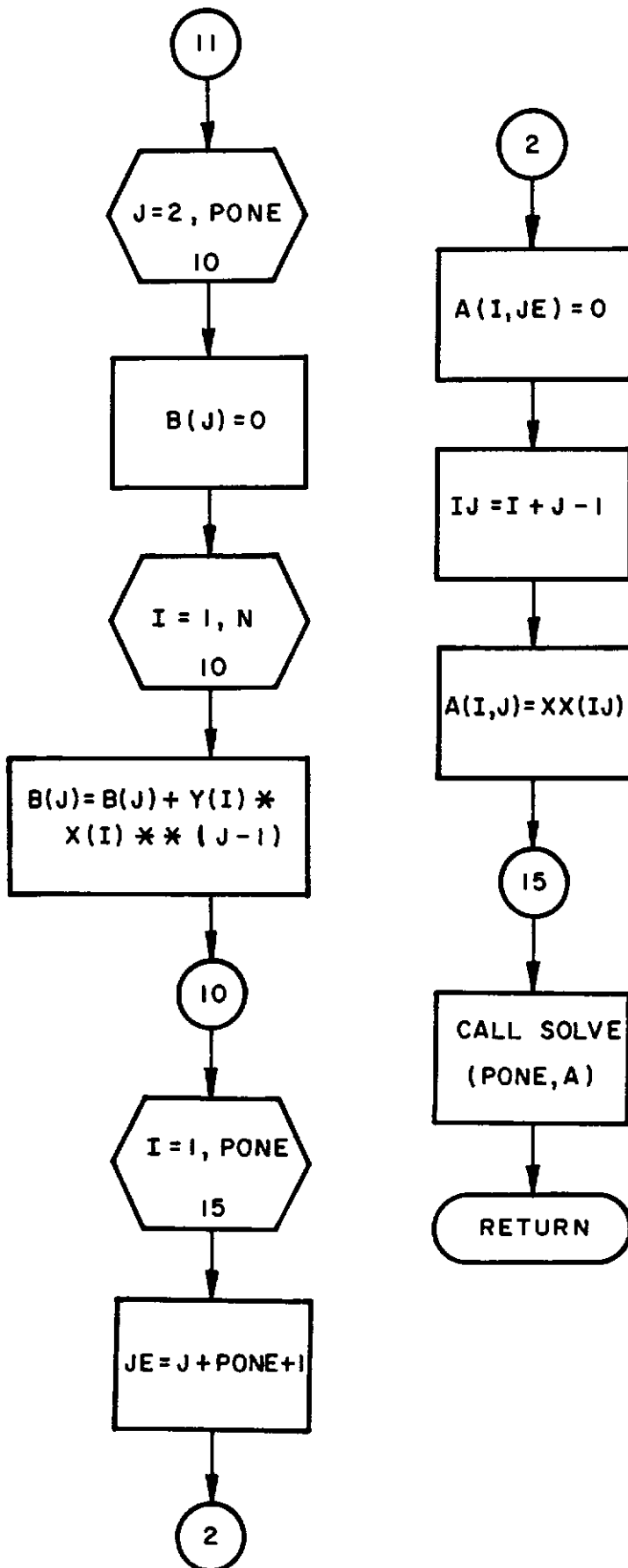
SUBPROGRAMA PARA INTERPOLAÇÃO





SUBPROGRAMA PARA AJUSTE DE POLINÔMIOS





SUBPROGRAMA PARA INTEGRAÇÃO

